特别说明

此资料来自百度文库（http://wenku.baidu.com/）

您目前所看到的文档是使用的**抱米花百度文库下载器**所生成

此文档原地址来自

http://wenku.baidu.com/view/9e3fe17302768e9951e73837.html

感谢您的支持

抱米花

http://blog.sina.com.cn/lotusbaob

VISIT…

LANZAROTE Caliente.com

译文说明

- 本文依据 FLUENT6.0 的 HELP 文件翻译而成。事先并未征得原文版权所有者 FLUENT 公司或其在中国代理人海基公司的同意。
- 本文的写作目的仅在于为在教育与科研领域从事研究工作的人员提供参考与帮助，无意于将其用于商业目的。
- 对本文在教育与科研领域的转移、存储、复制，本文作者不提供基于任何商业目的或有损于原文版权所有者的利益、形象等权益的帮助或便利。
- 对出于研究与教学目的人员或机构，中文翻译者愿意并尽其可能的提供帮助、商议或回应其它形式的要求。
- 一旦原文（英文）版权所有者对中文译文的发布提出异议并明确通知译文作者，同时援引有效、适用的法律、法规条款，译文作者愿意立刻终止其为本文的发布、传播而所做出的一切形式努力。

注：本文以 ADOBE 公司的 PDF 格式发布。如需要相应中文 WORD 格式文档，请发邮件到 west_wing@sohu.com.

11. Modeling Heat Transfer 传热模拟

- 11.1 Overview of Heat Transfer Models in **FLUENT** FLUENT 中的传热模型概述
- 11.2 Convective and Conductive Heat Transfer 导热与对流换热
  - 11.2.1 Theory 理论
  - 11.2.2 User Inputs for Heat Transfer 有关传热的用户输入项
  - 11.2.3 Solution Process for Heat Transfer 传热计算的求解过程
  - 11.2.4 Reporting and Displaying Heat Transfer Quantities 传热变量的输出与显示
  - 11.2.5 Exporting Heat Flux Data 热流数据的输出
- 11.3 Radiative Heat Transfer 辐射传热
  - 11.3.1 Introduction to Radiative Heat Transfer 辐射传热简介
  - 11.3.2 Choosing a Radiation Model 选择辐射模型
  - 11.3.3 The Discrete Transfer Radiation Model (DTRM) 离散传播辐射模型
  - 11.3.4 The P-1 Radiation Model P-1 辐射模型
  - 11.3.5 The Rosseland Radiation Model Rosseland 辐射模型
  - 11.3.6 The Discrete Ordinates (DO) Radiation Model 离散坐标辐射模型
  - 11.3.7 The Surface-to-Surface (S2S) Radiation Model 多表面辐射传热模型
  - 11.3.8 Radiation in Combusting Flows 燃烧过程的辐射
  - 11.3.9 Overview of Using the Radiation Models 辐射模型使用概览
  - 11.3.10 Selecting the Radiation Model 辐射模型的选择
  - 11.3.11 Defining the Ray Tracing for the DTRM 离散传播模型的跟踪射线的定义
  - 11.3.12 Computing or Reading the View Factors for the S2S Model 表面辐射模型中角系数的计算与数据读取
  - 11.3.13 Defining the Angular Discretization for the DO Model DO 辐射模型离散角的定义
  - 11.3.14 Defining Non-Gray Radiation for the DO Model 离散坐标辐射模型中的非灰体辐射
  - 11.3.15 Defining Material Properties for Radiation 有关辐射性能的材料属性定义
  - 11.3.16 Setting Radiation Boundary Conditions 辐射边界条件设定
  - 11.3.17 Setting Solution Parameters for Radiation 辐射计算参数的设定
  - 11.3.18 Solving the Problem 问题求解过程
  - 11.3.19 Reporting and Displaying Radiation Quantities 辐射变量的和输出与显示
  - 11.3.20 Displaying Rays and Clusters for the DTRM DTRM 表面束和射线显示
- 11.4 Periodic Heat Transfer 周期性传热问题
  - 11.4.1 Overview and Limitations 概述与适用范围

- 11.4.2 Theory 理论
- 11.4.3 Modeling Periodic Heat Transfer 周期性传热问题的模拟
- 11.4.4 Solution Strategies for Periodic Heat Transfer 周期性传热问题求解策略
- 11.4.5 Monitoring Convergence 监视收敛
- 11.4.6 Postprocessing for Periodic Heat Transfer 周期性传热问题的后处理

- 11.5 Buoyancy-Driven Flows 浮力驱动流动
  - 11.5.1 Theory 理论
  - 11.5.2 Modeling Natural Convection in a Closed Domain 封闭区域内自然对流的模拟
  - 11.5.3 The Boussinesq Model Boussinesq 模型
  - 11.5.4 User Inputs for Buoyancy-Driven Flows 浮力驱动流动的用户输入
  - 11.5.5 Solution Strategies for Buoyancy-Driven Flows 浮力驱动流动的求解策略
  - 11.5.6 Postprocessing for Buoyancy-Driven Flows 浮力驱动流动的后处理

11.1 FLUENT 中的传热模型概述

占据一定体积的物质所据有的热能从一处转移到另一处，这种现象称为传热。引发传热的原因有三种：导热、对流传热、辐射传热。只涉及热传导或 / 和对流的传热过程是最简单的情况，而涉及到浮力驱动流动或者自然对流、辐射的传热过程却比较复杂。依据问题的不同，FLUENT 求解不同的能量方程以考虑用户设定的传热模型。FLUENT 也可以预报出具有周期对称性几何结构所对应的周期性传热，这样就可以大大减少计算量。

11.2 导热与对流换热

FLUENT 允许用户在其模型中包含有流体与/和固体的传热求解。从流体热混合到固体的热传导可以在 FLUENT 中应用这一节所介绍的模型和用户输入项进行耦合求解。11.3 节介绍辐射传热模型、11.5 节介绍自然对流。

- 11.2.1 Theory
- 11.2.2 User Inputs for Heat Transfer
- 11.2.3 Solution Process for Heat Transfer
- 11.2.4 Reporting and Displaying Heat Transfer Quantities
- 11.2.5 Exporting Heat Flux Data

11.2.1 理论

能量方程

FLUENT 求解如下的能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E)+\nabla\bullet\left(\vec{v}(\rho E+p)\right)=\nabla\bullet\left(k_{eff}\nabla T-\sum h_j\vec{J}_j+\left(\bar{\bar{\tau}}_{eff}\bullet\vec{v}\right)\right)+S_h \qquad (11.2.1)$$

其中，k_{eff} 为有效导热率（$k+k_{eff}$，其中，k_f 为湍流引致的导热率，由模型中使用的湍流模型确定）。$\vec{J}_j$ 为组分 j 的扩散通量。方程 11.2-1 右边的前三项分别表示由于热传导、组分扩散、粘性耗散而引起的能量转移。S_h 包含化学反应放（吸）热以及任何其它的由用户定义的体积热源。

方程 11.2-1 中：

$$E=h-\frac{p}{\rho}+\frac{v^2}{2} \qquad (11.2.2)$$

其中，显焓 h 的定义（对理想气体）为：

$$h=\sum_j Y_j h_j \qquad (11.2.3)$$

对不可压流体：

$$h=\sum_j Y_j h_j+\frac{p}{\rho} \qquad (11.2.4)$$

方程 11.2-3、11.2-4 中，Y_j 为组分 j 的质量分数：

$$h_j=\int_{T_{ref}}^{T} c_{p,j}\,dT$$

其中 T_{ref} 为 298.15K。

非预混燃烧模型的能量方程：

当激活非绝热、非预混燃烧模型时，FLUENT 求解以总焓表示的能量方程：

$$\frac{\partial}{\partial}(\rho H)+\nabla\left(\rho\vec{v}H\right)=\nabla\left(\frac{k_t}{c_p}\nabla H\right)+S_h \qquad (11.2.6)$$

上式假定刘易斯数（Le）＝1，方程右边的第一项包含热传导与组分扩散，粘性耗散作为非守恒形式被包含在第二项中。总焓的定义为：

$$H=\sum_j Y_j H_j$$

其中，Y_j 为组分 j 的质量分数：

$$H_j=\int_{T_{ref,j}}^{T} c_{p,j}dT+h_j^0\left(T_{ref,j}\right) \qquad (11.2.8)$$

$h_j^0\left(T_{ref,j}\right)$ 为组分 j 处于参考温度 $T_{ref,j}$ 的生成焓。

考虑压力做功以及动能

方程 11.2-1 包含有在不可压流动中经常被忽略的压力做功和动能。因此，在缺省情况下，分离式求解器在计算不可压流体时，不考虑压力做功和动能的影响。如果用户希望考虑这两个因素，可以使用 define/models/energy?命令行激活这两个影响因素。在处理可压缩流动或使用任何耦合式求解器时，总是考虑压力做功和动能。

考虑粘性耗散

方程 11.2-1 和 11.2-6 包含有粘性耗散项，它表示了由于流动过程中粘性剪切作用而产生的热量。

在使用分离式求解器时，FLUENT 的缺省能量方程不包含这一项（因为一般灰忽略粘性产生的热量）。当 Brinkman 数，Br，接近或大于 1 时，流体粘性生成的热量不可忽视：

$$Br=\frac{\mu U_e^2}{k\Delta T} \qquad (11.2.9)$$

其中，ΔT 为计算区域内的温差。

当用户的问题需要考虑粘性耗散项，并且使用的是分离式求解器时，用户应该在 **Viscous Model** panel 面板中使用 **Viscous Heating** 选项激活此项。对于一般的可压缩流动，$Br\geq 1$。需要注意的是，如果用户已经定义了可压缩流动，但使用了分离式求解器，FLUENT 不会自动激活粘性耗散选项。

对于任一种耦合式求解器，在求解能量方程时，粘性耗散项总是被考虑进去。

考虑组分扩散项：

由于组分扩散的作用，方程 11.2-1、11.2-6 均包含有焓的输运。

当使用分离式求解器时，此项：

$$\nabla\left(\sum_j h_j\vec{J}_j\right)$$

在缺省情况下被包含在方程 11.2-1 中。若用户希望禁止此项，可以使用 **Species Model** panel. 面板中的 **Diffusion Energy Source** 选项来屏蔽。

在使用非绝热、非预混燃烧模型时，因为方程 11.2-6 中的第一项中已经包含了这一项，所以它不会显式的包含在方程中。

使用耦合式求解器时，这一项总是被包含在能量方程中。

化学反应引起的传热源项

方程 11.2-1 中的能量源项包含化学反应带来的热量；

$$S_{h,rxn}=-j\sum_{j}\left(\frac{h_j^0}{M_j}+\int_{T_{ref,j}}^{T}c_{p,j}dT\right)\Re_j \qquad (11.2.10)$$

其中，h_j^0 为组分 j 的生成焓，$\Re_j$ 为组分 j 的体积释热率。

对于非绝热、非预混燃烧模型的能量方程（方程 11.2-6），由于组分生成热已经被包含在焓的定义之中（请参阅方程 11.2-6），所以，能量的反应源项不包含在源项 S_h 之中。

辐射引起的能量源项

一旦使用了某种辐射模型，方程 11.2-1、11.2-6 中的源项 S_h 也包含有辐射源项。细节请参阅 11.3 节。

相间能量交换源项

需要指出的是，能量源项 S_h 中也包含连续相与离散相之间的热量交换。进一步的讨论请参阅 19.5 节。

壁面传热边界条件

壁面传热边界条件在 10.8.2 节介绍。

固体计算域的能量方程

在固体区域，FLUENT 使用的能量方程形式如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h)+\nabla\left(\vec{v}\rho h\right)=\nabla\left(k\nabla T\right)+S_h \qquad (11.2.11)$$

其中：

$\rho=$ 密度

$h=$ 显焓，$\int_{T_{ref}}^{T}c_p dT$

$k=$ 导热率

$T=$ 温度

$S_h=$ 体积热源

方程 11.2-11 左边第二项表示固体由于旋转或平移而引起的对流传热。速度 $\vec{v}$ 由用户对固体区域的运动属性的设定而计算得到（请参阅 6.18 节）。方程 11.2-11 右边两项分别表示传导引起的热流以及固体内部的体积热源。

固体内各向异性热传导

当使用分离式求解器时，FLUET 允许用户对固体介质设定各向异性的导热率。对于各向异性导热的 ，其热传导项为：

$$\nabla\left(k_{ij}\nabla T\right) \qquad (11.2.12)$$

其中，为 k_{ij} 导热率张量。关于如何对固体设定各向异性导热率，请参阅 7.4.5 节。

入口区的扩散

在入口区的总能量输运既包括对流传热，也包括扩散传热。对流传热由用户设定的入口温度所确定。但是，扩散传热却依赖于计算域中的温度梯度。这样，我们不能预先设定扩散传热量，从而就不能确定入口的总传热量。

在某些场合，用户可能希望给定入口的中传热量而不是入口温度。如果使用分离式求解器，用户可以禁止掉入口的能量扩散来达到此目的。缺省情况下，在入口区，FLUENT 包含有扩散传热。为了禁止入口的扩散传热，可使用 define/models/energy?命令行。

如果使用耦合式求解器，那么，入口区的扩散传热不能禁止掉。

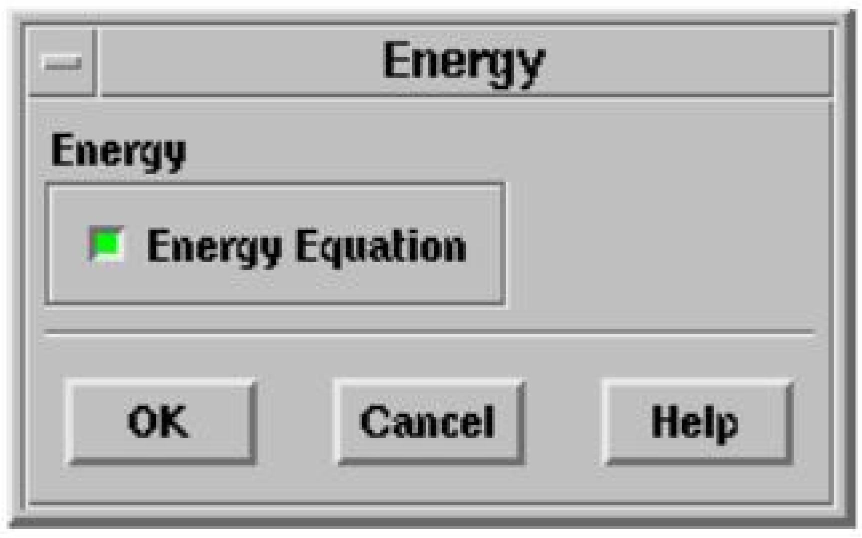
11.2.2 有关传热的用户输入项

在 FLUENT 中使用的模型考虑传热时，用户需要激活相应的模型、提供热边界条件、给出控制传热和／或依赖于温度而变化的各种介质参数。这一节介绍这些输入项。

设定传热问题的步骤如下所述（需要注意的是，这里介绍的只包括针对传热而必须的设定步骤，用户还需要设定其它的模型参数、边界条件等）。

1. 为了激活传热计算，请在 Energy panel 面板（图 11.2.1）中激活 **Energy Equation** 选项。

   Define → Models → Energy...



图表 11.2.1 Energy 面板

2. 如果模拟的是粘性流动，并且希望在能量方程中包含粘性生成热，请在 Viscous Model panel.面板中激活 **Viscous Heating** 选项（可选的，且仅适用于离散求解器，）。正如 11.2.1 节所介绍的，在使用离散求解器时，缺省情况下，FLUENT 在能量方程中忽略了粘性生成热（各个耦合求解器总是包含有粘性生成热）。对于流体剪切应力较大（例如流体润滑问题），和／或高速可压缩流动（请参阅方程 11.2-9），用户应该考虑粘性耗散。

   Define → Models → Viscous...

3. 在流动入口、出口以及壁面定义热边界条件

   Define → Boundary Conditions...

   在入口、出口边界用户应设定温度条件；在壁面，用户可以设定如下的热边界条件：

   - 设定热流
   - 设定温度
   - 对流传热条件
   - 辐射条件
   - 辐射与对流的混合边界

6.13.1 节详细介绍了决定上述热边界条件所需要的模型输入参数。入口的缺省热边界条件为温度＝300K；壁面的缺省热边界条件为热流＝0（即壁面绝热）。关于边界条件输入参数的细节请参阅第六章。

!! 若用户的传热计算涉及到两个彼此分离的流动区域，请看下面的介绍。

4. 定义介质的热参数

   Define →Materials...

   必须定义介质的比热和导热率，并且用户可以把很多参数设定为温度的函数（请参阅第七章）。

!! 若用户的传热计算涉及到两个彼此分离的流动区域，请看下面的介绍。

温度的高限与低限值

出于计算稳定性的考虑，FLUENT 对温度的计算范围加以限制。设定温度的高低限是为了提高计算的稳定性，因为物理上真实的温度应该处于某个确定的温度范围之内。有时，在方程求解刚开始时，温度可能会超出温度限制，而异常温度所对应的各种参数将是不真实的。温度的高／低限值确保了计算出的温度处在用户所期望的可能的温度范围之内。如果 FLUENT 在计算过程中得到的温度超出了温度高限，那么，计算温度值就被固定在温度高限上。缺省的温度高限值是 5000K。若 FLUENT 在计算过程中得到的温度低于温度低限，那么，计算温度值就被固定在温度低限上。缺省的温度低限值为 1K。

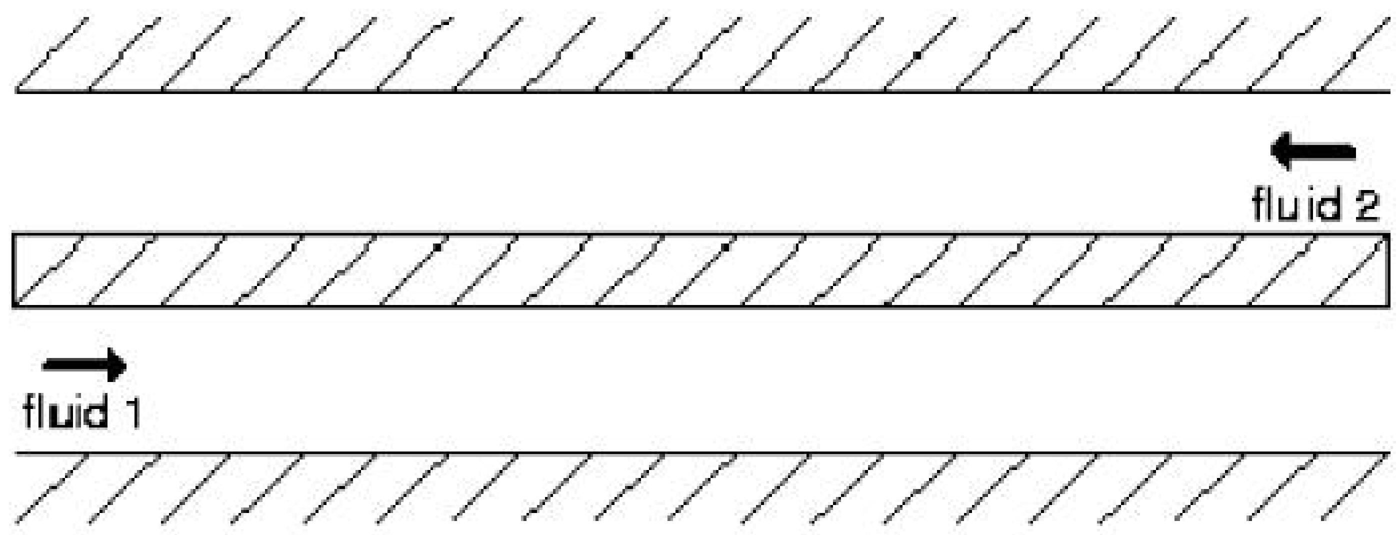
若用户计算域内的温度可能超过 5000K，那么，可以使用 **Solution Limits** panel 面板的 **Maximum Temperature**.选项来提高温度高限值。

Solve →Controls →Limits...

模拟分离的两个区域内的传热

如果用户的传热计算域涉及到由固体区域或某个壁面分开的两个流动区域（如图 11.2.2 所示），那么，就需要仔细的设定此计算模型：

- 在任一个流动区域都不能使用 outflow 边界条件
- 通过对每个计算域设定不同的流体介质，用户可以创建单独的流体介质属性（但是，对于需要组分计算的情况，用户只能对整个计算域设定一个单一的混合介质）。



图表 2 涉及到两个彼此分离流动的典型逆流换热

11.2.3 传热计算的求解过程

尽管使用 FLUENT 中预先设定的缺省求解参数可以很好的求解简单传热问题，用户可以使用本节介绍的方法来加速计算的收敛或者／和提高求解过程的稳定性。

能量方程的亚松弛

当用户使用分离式求解器时，FLUENT 使用亚松弛参数（系数，在 **Solution Controls** panel 面板中由用户定义，请参阅 22.9 节）来对能量方程进行亚松弛处理。

Solve →Controls →Solution...

如果使用非绝热、非预混燃烧模型，用户可以设定能量方程的亚松弛系数，也可以对温度进行亚松弛处理，如下所述。

无论能量方程采用那种形式（温度或焓），FLUENT 使用的缺省亚松弛系数都是 1.0。在能量场影响到流场的情况下（通过依赖于温度的变量的改变或者浮力的影响），用户应该使用

较小的亚松弛系数（一般为 0.8～1.0）。对于流场不受温度场影响的情况（没有依赖于温度的变量或者浮力的影响），用户可以保持缺省的亚松弛系数值为 1.0。

求解焓方程时的温度亚松弛

在能量方程以焓的形式表示时（例如，当用户使用非绝热、非预混燃烧模型），FLUENT 对温度急性亚松弛处理，即每次对温度变化只进行部分更新从而对焓值就进行了亚松弛处理。这种间接方式亚松弛使用户可以令焓值迅速改变，而温度（会影响到流体的属性）相对要滞后。FLUENT 中温度亚松弛系数的缺省值为 1.0。用户可以在 **Solution Controls** panel.面板中进行更改。

禁止组分扩散项

如果使用分离式求解器时收敛困难，那么，用户可以考虑在 **Species Model** panel.面板中禁止 **Diffusion Energy Source** 选项。

Define →Models →Species...

当此选项被禁止时，FLUENT 将忽略能量方程中的组分扩散的影响。

需要注意的是，对于任何耦合求解器，总是包含有组分扩散的影响。

逐步求解

对于传热计算，更有效的计算策略是先计算绝热流动，然后再考虑能量方程的计算。依据流动与传热是否耦合，求解过程稍有不同。

非耦合的流动-传热计算

若用户的问题是非耦合的流动-传热过程（没有依赖于温度的介质属性或浮力），那么，用户可以先求解绝热流动（屏蔽掉能量方程）以得到收敛的流场，然后再单独求解能量输运方程。

!! 由于耦合求解器同时求解流动与能量方程，所以，上述的能量方程单独求解过程仅对分离式求解器有效。

用户在 **Solution Controls** panel（请参阅 22.19.2 节）面板中的 **Equations** 列表中不选择 **Energy** 选项，就可以临时性的屏蔽掉能量方程的求解。

Solve →Controls →Solution...

流动与传热的耦合计算

对于流动与传热耦合问题（例如，模型中包含有依赖于温度的介质属性或浮力），在计算能量方程之前，用户可以首先求解流动方程。获得收敛的流场计算结果之后，用户可以再选择能量方程，然后同时求解流动与传热方程，最终获得问题的完整解。

11.2.4 传热变量的输出与显示

对于传热过程，FLUENT 提供另外的几种输出（汇报）选项。用户可以生成如下的图形或输出变量 / 函数：

- 温度
- 总温（滞止温度）
- 焓
- 相对滞止温度
- **Rothalpy**
- 壁面温度（外表面）
- 壁面温度（内表面）
- 滞止焓
- 滞止焓梯度
- 熵
- 总能
- 内能

- 表面总热流密度
- 表面传热系数
- 表面努塞尔数
- 表面斯坦顿数

上述的前 12 个变量列于后处理面板中的 **Temperature...** 目录下的下拉列表中，其余的变量列于 **Wall Fluxes...** 目录之下。关于这些变量的定义请参阅第 27 章。

输出与显示总的焓与能量的定义

依据流体是否可压缩，焓与能量的输出值的定义有所不同。关于完整的变量定义请参阅 27.4 节。

穿过边界的热流量（热通量）的输出

用户可以使用面板来计算求解域中每个边界的传热量，或者是对所有边界的传热量求和以检查热量的平衡。

Report →Fluxes...

我们推荐用户进行热平衡的检查以确保计算结果达到真实收敛状态。关于生成热流量的输出项目请参阅 26.2 节。

穿过表面的热流通量的输出

用户可以使用 **Surface Integrals** panel 面板（请参阅 26.5 节）来计算穿过任一边界或表面（使用第 24 章所介绍的方法创建而成）的热流通量。

Report →Surface Integrals...

为了要输出焓的流率（通量）：

$$Q = \int H \rho \vec{v}\, d\vec{A} \qquad (11.2.13)$$

在 **Surface Integrals** 面板中选定 **Mass Flow Rate** 选项，然后在 **Field Variable** 区选定 **Enthalpy**（在 **Temperature...** 目录列表下），然后点取希望进行积分的表面。

平均传热系数的输出

Surface Integrals panel 面板可以用来输出某个面的平均传热系数 h 。

Report →Surface Integrals...

在 **Surface Integrals** 面板中，选定 **Area-Weighted Average** 选项，然后在 **Field Variable** 区选定 **Surface Heat Transfer Coef.**（在 **Temperature...** 目录列表下），点取某个表面即可。

11.2.5 热流数据的输出

用户可以把壁面区域（包括辐射体）的热流数据输出到文件中，然后就可以进行计算数据的检查或在在其它程序中使用。为了存贮热流数据文件，用户可以使用 custom-heat-flux 命令行。

file →export →custom-heat-flux

用户选定的区域（面区域，face zone）热流数据文件的输出格式为：

```
zone-name nfaces
x_f  y_f  z_f  A  Q  T_w  T_c
.
.
```

每个数据区以区域名称（zone-name）开始，然后是在此区域包含的面的总数（nfaces）。接下来是每一个面的相关数据（共有 nfaces 行），每行数据包含面的几何中心坐标（x_f, y_f, and, 三维时还包含, z_f）、面的面积（A)）、包扩辐射传热的总热流量（Q）、面的温度（T_w）以及相邻单元的温度（T_c）。

11.3 辐射传热

对辐射模型的介绍组织如下：

11.3.1 辐射传热简介
11.3.2 选择辐射模型
11.3.3 离散传播辐射模型
11.3.4 P-1 辐射模型
11.3.5 Rosseland 辐射模型
11.3.6 离散坐标辐射模型
11.3.7 表面辐射模型
11.3.8 燃烧过程的辐射
11.3.9 辐射模型使用概览
11.3.10 辐射模型的选择
11.3.11 离散传播模型的跟踪射线的定义
11.3.12 表面辐射模型中角系数的计算与数据读取
11.3.13 Defining the Angular Discretization for the DO Model
11.3.14 离散坐标辐射模型中的非灰体辐射
11.3.15 有关辐射性能的材料属性定义
11.3.16 辐射边界条件设定
11.3.17 辐射计算参数的设定
11.3.18 问题求解过程
11.3.19 Reporting and Displaying Radiation Quantities 辐射
11.3.20 Displaying Rays and Clusters for the DTRM

11.3.1 辐射传热简介

FLUENT 提供五种辐射模型，用户可以在其传热计算中使用这些模型（可以包括 / 不包括辐射性介质）：

- 离散传播辐射（DTRM）模型[30, 208]
- P-1 辐射模型[35, 210]
- Rosseland 辐射模型[210]
- 表面辐射（S2S）模型[210]
- 离散坐标辐射（DO）模型[37, 183]

是用上述的辐射模型，用户就可以在其计算中考虑壁面由于辐射而引起的加热 / 冷却以及流体相的由辐射引起的热量源 / 汇。

辐射传热方程

对于具有吸收、发射、散射性质的介质，在位置 $\vec{r}$ 、沿方向 $\vec{s}$ 的辐射传播方程（RTE）为：

$$\frac{dI(\vec{r},\vec{s})}{ds}+(a+\sigma_s)I(\vec{r},\vec{s})=an^2\frac{\sigma T^4}{\pi}+\frac{\sigma_s}{4\pi}\int_0^{4\pi}I(\vec{r},\vec{s}^{'})\Phi(\vec{s},\vec{s}^{'})d\Omega^{'} \qquad (11.3.1)$$

其中：

$\vec{r}$ 位置向量

$\vec{s}$ 方向向量

$\vec{s}^{'}$ 散射方向

s 沿程长度（行程长度）
a 吸收系数
n 折射系数

σ_s 散射系数

σ 斯蒂芬－玻耳兹曼常数（$5.672\times10^{-8}W/m^2-K^4$）

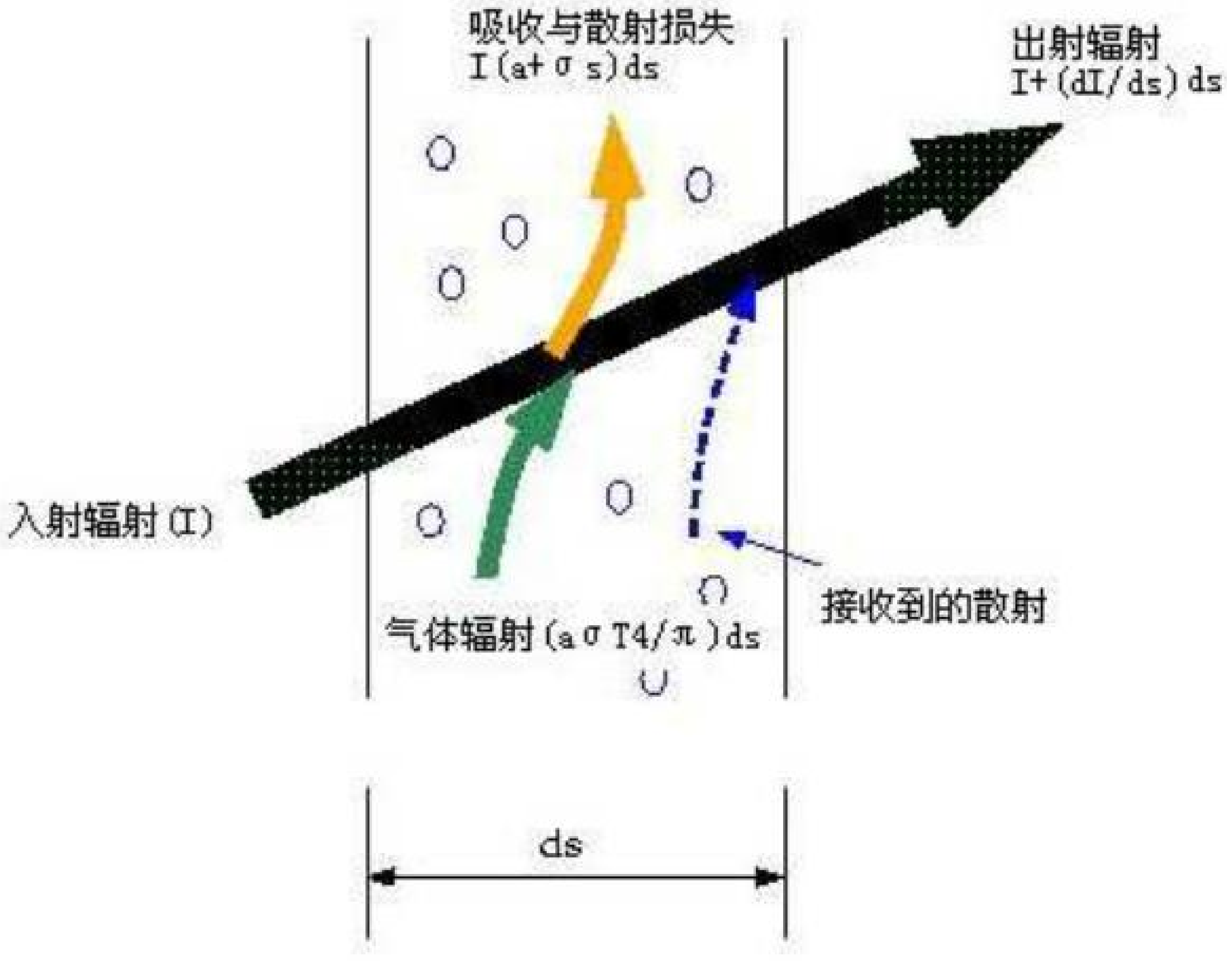
I 辐射强度，依赖于位置（$\vec{r}$）与方向（$\vec{r}$）

T 当地温度
Φ 相位函数

$\Omega^{'}$ 空间立体角

$(a+\sigma_s)s$ 为介质的光学深度（光学模糊度）。对于半透明介质的辐射，折射系数很重要。

图 11.3.1 为辐射传热过程的示意图。



图表 3 辐射传播方程

DTRM、P-1、Rosseland 以及 DO 辐射模型需要把吸收系数作为输入项。a 和散射系数 σ_s 可以是常数；a 也可以是当地 H_2O 和 CO_2、行程长度以及总压的函数。FLUENT 提供灰气体加权平均模型（WSGGM）来计算变化的吸收系数。细节请参阅 11.3.8。离散坐标模型可以模拟半透明介质内的辐射传递过程，对于这类问题，必须给出介质的折射系数 n 。

辐射传播方程的应用范围

辐射传播方程能够应用的典型场合包括：

- 火焰辐射
- 表面辐射换热
- 导热、对流与辐射的耦合问题
- HVAC（Heating Ventilating and Air Conditioning，采暖、通风和空调工业）中通过开口的辐射换热以及汽车工业中车厢的传热分析
- 玻璃加工、玻璃纤维拉拔过程以及陶瓷工业中的辐射传热

在辐射换热量（$Q_{rad}=\sigma\left(T_{\max}^4-T_{\min}^4\right)$）与导热、对流换热量相比较大时，用户应该考虑在其计算中包含由辐射传热过程。在高温情况下，由于辐射换热量与温度四次方成比例，这时，辐射传热将占据传热的主导地位。

11.3.2 选择辐射模型

对于某些问题，某个辐射模型可能比其它模型更适用。在确定使用何种辐射模型时，需要考虑的因素如下：

- 光学深度：光学深度 αL 是确定选择辐射模型较好的指标。其中，L 为计算域大致的长度标尺。例如，对于燃烧室内的流动，L 为燃烧室的直径。如果 αL 1，那么，最好的选择是使用 P-1 或 Rosseland 辐射模型。P-1 模型一般都用于光学深度>1 的情况。若光学深度>3，Rosseland 模型计算量更小而且更加有效。DTRM 和 DO 对于任何的光学深度都适用，但是，它们计算量也更大。因此，如果问题允许的话，应尽可能的选择具有"光学深度限制"的 P-1 或 Rosseland 辐射模型。对于光学深度较小的问题，只有 DTRM 和 DO 模型时适用的。
- 散射与发射：P-1, Rosseland 和 DO 模型考虑散射的影响，而 DTRM 忽略此项。由于 Rosseland 模型在壁面使用具有温度滑移的边界条件，所以，它对壁面的发射率（黑度）不敏感。
- 只有 P-1 和 DO 模型考虑气体与颗粒之间的辐射换热（请参阅方程 11.3-15）。
- 半透明介质与镜面边界：只有 DO 模型允许出现镜面反射（全反射，例如镜子）以及在半透明介质（例如玻璃）内的辐射。
- 非灰体辐射：只有 DO 模型能够允许用户使用灰带模型计算非灰体辐射。
- 局部热源：对于具有局部热源的问题，P-1 模型可能会过高估计辐射热流。这种情况下，DO 模型可能会是最好的辐射计算方法，当然，如果具有足够多的射线数目，DTRM 模型的计算结果也可以接受。
- 没有辐射介质情况下的封闭腔体内的辐射传热：表面辐射换热模型（S2S）适用于这种情况。从原理上讲，使用具有辐射介质的各种辐射模型也可以计算辐射表面间的换热，但计算结果并非总是很好。

来自计算区域外的辐射

如果用户希望考虑计算区域之外的辐射的影响,那么,可在其模型中使用外部辐射边界条件（请参阅 6.13.1 节）。如果用户并不关心计算域内的辐射过程，那么，使用这种边界条件就不需要使用任何辐射模型。

DTRM 辐射模型的优缺点

11.3.3 离散传播辐射模型（DTRM）

DTRM 辐射模型的主要假设是用单一的（辐射）射线代替从辐射表面沿某个立体角的所有辐射效应。这一节详细介绍 DTRM 模型中所使用的方程。

DTRM 方程

辐射强度（辐射密度）的变化，dI，沿其行程ds的微分方程为：

$$\frac{dI}{ds}+aI=\frac{a\sigma T^4}{\pi} \qquad (11.3.2)$$

其中：a ＝气体辐射吸收（发射，黑度）系数

I ＝辐射强度

T ＝当地气体温度

σ 斯蒂芬－玻耳兹曼常数（$5.672\times10^{-8}W/m^2-K^4$）

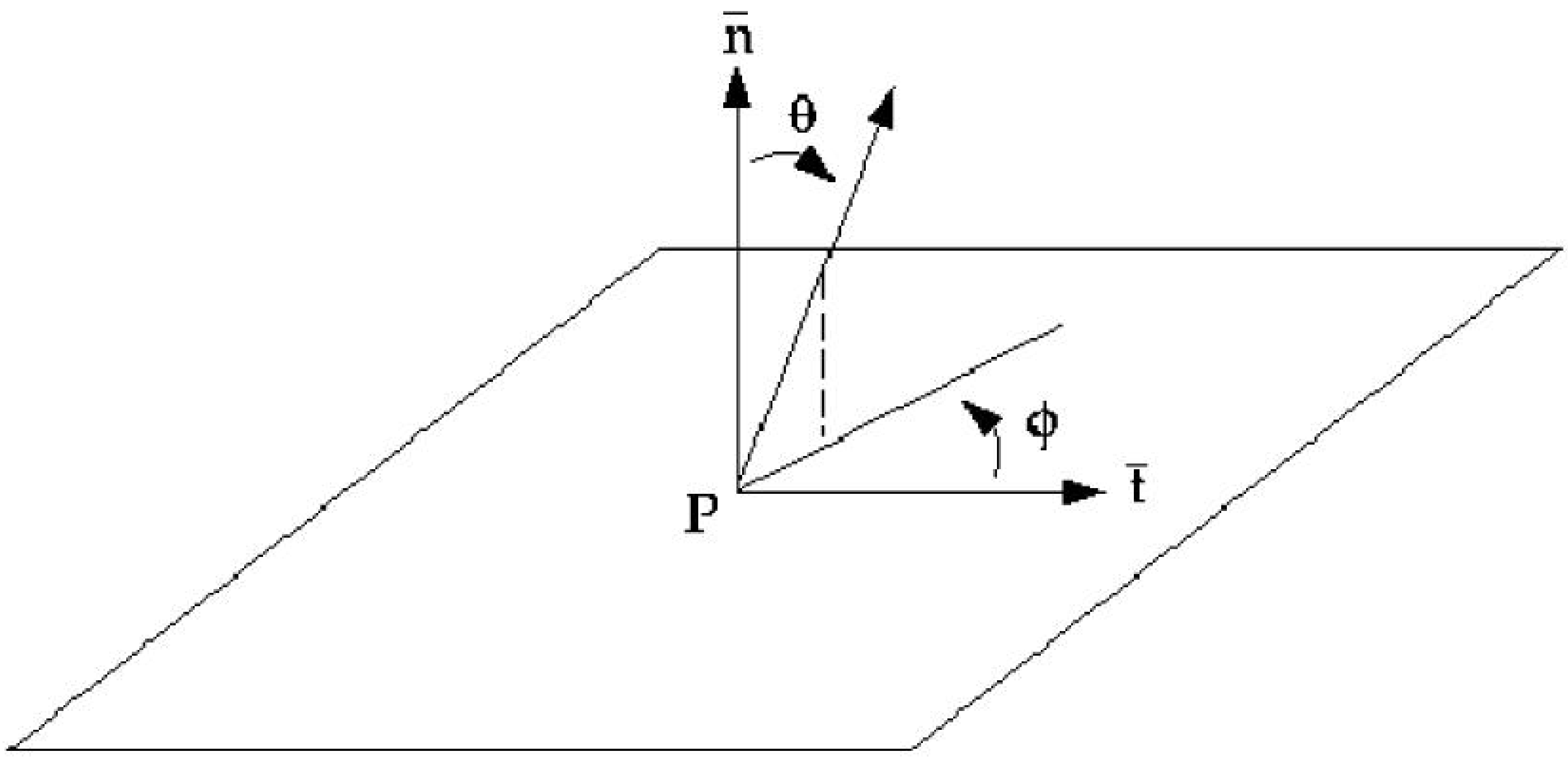
方程中，假设气体的折射系数为 1。在 DTRM 模型中，对方程 11.3.2 从边界面出发，沿辐射行程积分。若沿着射线行程，a 为常数，那么，对于$I(s)$，有：

$$I(s)=\frac{\sigma T^4}{\pi}\left(1-e^{-as}\right)+I_0e^{-as} \qquad (11.3.3)$$

其中，为射线行程起始点的辐射强度，它由相应的边界条件确定（关于辐射边界条件，请参阅下面的介绍）。跟踪穿过流体计算单元中的每条射线，求得他们的辐射强度变化之后，对所有的辐射变化求和，就得到对应于每个流体单元内能量方程的热量源项（由辐射引起的）。DTRM 模型使用的“射线跟踪”方法可用来计算各个表面之间的辐射传热，而却不需要去计算（表面的）角系数。此模型的计算精度主要由所跟踪射线的数目以及计算网格密度决定。

射线跟踪

射线行程的计算与存储先于流体流动的计算。在每个辐射面，射线按照一定的经度角和纬度角进行离散处理（图 11.3.2）。为了覆盖辐射半球空间，θ（纬度角）从 0 变化到$\frac{\pi}{2}$；ϕ（经度角）从 0 变化到π。然后，跟踪每条射线以确定与射线相交的计算单元和射线穿越单元的距离。这些信息存储在一个辐射文件中，在开始流体计算之前，必须首先把这个文件读进来。



图表 4 P 点在半球空间沿一定经/纬度角的空间立体角的定义

射线（辐射面）束

当跟踪多个表面，并且射线穿越很多计算单元时，DTRM 的计算量非常大。为了减少计算量，辐射表面和吸收辐射的计算单元被分成射线束和辐射吸收体。辐射吸收体的组成由某个计算单元开始，加上此单元的临近单元，直到总单元数目达到设定的每个辐射吸收体所包含的单元总数。同理，射线束的组成由某个面（单元）开始，加上此面单元的临近面，直到面单元数目达到每个设定的射线束所包含的面单元总数。

对于每个射线束与辐射吸收体，分别计算其入射辐射通量，q_{in} 与（能量方程中的）体积源相。这些量值被分配到射线束与辐射吸收体所包含内的每个单元，据此来计算壁面与（计算控制）单元的温度。由于辐射源相的高度非线性（），用户必须仔细计算表面束与吸收体的温度以及辐射通量和源相在组成这些束（体）的各个单元之间的分配。

表面束与吸收体的温度是通过对面积的加权平均得到的：

$$T_{sc}=\left(\frac{\sum_f A_f T_f^4}{\sum A_f}\right)^{1/4} \qquad (11.3.4)$$

$$T_{vc}=\left(\frac{\sum_c A_c T_c^4}{\sum A_c}\right)^{1/4} \qquad (11.3.5)$$

其中，T_{sc},T_{vc} 分别为表面束与吸收体的温度；A_f,T_f 分别为某个表面（单元）f 的面积与温度；A_c,T_c 分别为某个计算单元 c 的面积与温度。求和是对射线束和吸收体内的所有单元进行的。

DTRM 辐射模型中壁面边界条件的处理

对紧靠壁面一点的辐射强度积分就得到入射辐射热流 q_{in}：

$$q_{in}=\int_{\vec{s}\bullet\vec{n}>0} I_{in}\vec{s}\bullet\vec{n}d\Omega \qquad (11.3.6)$$

其中，Ω 为半球立体角，I_{in} 为入射射线的辐射强度，$\vec{s}$ 为射线方向，$\vec{n}$ 为表面的法线方向（指向外）。表面的净（出射）辐射热流 q_{out} 就等于入射辐射加上对入射辐射 q_{in} 的反射和表面的自身辐射：

$$q_{out} = (1-\varepsilon_w)q_{in} + \varepsilon_w \sigma T_w^4 \qquad (11.3.7)$$

其中，为表面 P 点的壁面温度，为由用户作为边界条件设定的壁面发射率（黑度）。方城 11.3.7 也同时给出了从 P 点发出的辐射射线的辐射强度 I_0 的边界条件：

$$I_0 = \frac{q_{out}}{\pi} \qquad (11.3.8)$$

DTRM 模型在流动入口与出口的边界条件处理

在流动入口与出口，净辐射热流的计算方法与上述的方法相同。除非用户更改设定，FLUENT 假定在入（出）口的黑度均为 1.0（绝对黑体）。

FLUENT 中，对于流动的入（出）口，用户可以对辐射与对流设定不同的温度值。在入（出）口的外部区域的温度与内部区域的温度相差很大时，这种处理方法非常有用。细节请参阅 11.3.16 节。

11.3.4 P-1 辐射模型

P-1 辐射模型是 P-N 模型中最简单的类型。P-N 模型的出发点是把辐射强度展开成为正交的球谐函数（正交序列级数，[35, 210]）。本节详细介绍 P-1 辐射模型所使用的各个方程。

P-1 辐射模型方程

正如上文所说，P-1 辐射模型是 P-N 模型中最简单的类型。如果只取正交球谐函数的前四项，对于辐射热流 q_r，我们能得到如下的方程：

$$q_r = -\frac{1}{3(a+\sigma_s) - C\sigma_s}\nabla G \qquad (11.3.9)$$

其中，a 为吸收系数，σ_s 为散射系数，G 为入射辐射，C 为线性各相异性相位函数系数（linear-anisotropic phase function，请参阅下面的介绍），引入参数：

$$\Gamma = \frac{1}{(3(a+\sigma_s) - C\sigma_s)} \qquad (11.3.10)$$

之后，方程 11.3.9 可化为：

$$q_r = -\Gamma \nabla G \qquad (11.3.11)$$

G 的输运方程为：

$$\nabla(\Gamma \nabla G) - aG + 4a\sigma T^4 = S_G \qquad (11.3.12)$$

其中，σ 为斯蒂芬－玻尔兹曼常数，S_G 为用户定义的辐射源相。使用 P－1 模型时，FLUENT 求解这个方程以得到当地辐射强度。
合并方程 11.3-11 和 11.3-12，可得到如下方程：

$$-\nabla q_r = aG - 4a\sigma T^4 \qquad (11.3.13)$$

$-\nabla q_r$ 的表达式可以直接带入能量方程，从而得到由于辐射所引起的热量源（汇）。

各相异性散射

P－1 模型可以模拟各相异性散射问题。FLUENT 使用一个线性各相异性散射相位函数来模拟这种各相异性散射问题：

$$\Phi\left(\vec{s}' \bullet \vec{s}\right) = 1 + C\vec{s}' \bullet \vec{s} \qquad (11.3.14)$$

其中，$\vec{s}$ 为散射方向的单位向量；$\vec{s}'$ 为入射辐射方向的单位向量，C 为线性各相异性散射相位函数常数，此常数为流体的物性参数。C 的取值范围是-1.0～1.0。若 C 为正值，则表明向前的散射辐射量大于向后的散射辐射量；若为负值，则表明向后的散射辐射量大于向前的散射辐射量；若为零（FLUENT 的缺省值），表明散射为各向同性（即散射量在所有的方向均相同）。只有在介质具有明显的各相异性属性时，用户才需要修改此缺省值。

P-1 模型中颗粒的影响

当模型中包含有颗粒分散相时，用户可以在 P-1 辐射模型中考虑颗粒的影响。一旦考虑颗粒辐射时，FLUENT 将忽略气相的散射（即在方程 11.3-15 中，假定所有的散射全部由颗粒引起）。
对于包含有吸收、发射、散射性质颗粒的具有吸收、发射、散射的灰体介质，入射辐射的输运方程为：

$$\nabla \bullet (\Gamma \nabla G) + 4\pi\left(a\frac{\sigma T^4}{\pi} + E_p\right) - (a + a_p)G = 0 \qquad (11.3.15)$$

其中，E_p 为颗粒的等效辐射，a_p 为颗粒的等效吸收系数。它们的定义如下：

$$E_p = \lim_{V \to 0} \sum_{n=1}^{N} \varepsilon_{pn} A_{pn} \frac{\sigma T_{pn}^4}{\pi V} \qquad (11.3.16)$$

$$a_p = \lim_{V \to 0} \sum_{n=1}^{N} \varepsilon_{pn} \frac{A_{pn}}{V} \qquad (11.3.17)$$

方程 11.3.16、11.3.17 中，$\varepsilon_{pn}, A_{pn}, T_{pn}$ 分别为第 n 个颗粒的黑度、投影面积（垂直辐射方向）和温度。求和是对控制体 V 内的所有 N 个颗粒进行的。FLUENT 中在进行颗粒的跟踪计算时，这些量一并进行计算。

第 n 个颗粒的投影面积 A_{pn} 的定义为：

$$A_{pn} = \frac{\pi d_{pn}^2}{4} \qquad (11.3.18)$$

其中，d_{pn} 为第 n 个颗粒的直径。

方程 11.3-15 中 Γ 的定义为：

$$\Gamma = \frac{1}{3(a + a_p + \sigma_p)} \qquad (11.3.19)$$

其中，等效颗粒散射因子定义为：

$$\sigma_p = \lim_{V \to 0} \sum_{n=1}^{N} (1 - f_{pn})(1 - \varepsilon_{pn}) \frac{A_{pn}}{V} \qquad (11.3.20)$$

它是在颗粒跟踪计算过程中得到的。方程 11.3-20 中的 f_{pn} 为第 n 个颗粒的散射系数。

能量方程中，由于颗粒辐射引起的热量源项的表达式为：

$$-\nabla q_r = -4\pi\left(a\frac{\sigma T^4}{\pi} + E_p\right) + (a + a_p)G \qquad (11.3.21)$$

P-1 模型的壁面边界条件处理

为了得到入射辐射方程的边界条件，用（边界）法线向量 $\vec{n}$ 点乘方程 11.3-11 得：

$$q_r \bullet \vec{n} = -\Gamma \nabla G \bullet \vec{n} \qquad (11.3.22)$$

$$q_{r,w} = -\Gamma \frac{\partial G}{\partial n} \qquad (11.3.23)$$

这样，入射辐射热流 G 在壁面为 $-q_{r,w}$。壁面的辐射热流使用下面的边界条件计算得到：

$$I_w(\vec{r}, \vec{s}) = f_w(\vec{r}, \vec{s}) \qquad (11.3.24)$$

$$f_w(\vec{r}, \vec{s}) = \varepsilon_w \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \rho_w I(\vec{r}, -\vec{s}) \qquad (11.3.25)$$

其中，ρ_w 为壁面发射率。然后应用 Marshak 边界条件来消除辐射角度的影响[171]：

$$\int_0^{2\pi} I_w(\vec{r}, \vec{s}) \vec{n} \bullet \vec{s} d\Omega = \int_0^{2\pi} f_w(\vec{r}, \vec{s}) \vec{n} \bullet \vec{s} d\Omega \qquad (11.3.26)$$

把方程 11.3-24 和 11.3-25 代入方程 11.3-26，然后积分得：

$$q_{r,w} = -\frac{4\pi\varepsilon_w \frac{\sigma T_w^4}{\pi} - (1 - \rho_w)G_w}{2(1 + \rho_w)} \qquad (11.3.27)$$

若假定壁面为漫灰表面，那么，$\rho_w = 1 - \varepsilon_w$，方程 11.3-27 变为：

$$q_{r,w} = -\frac{\varepsilon_w}{2(2 - \varepsilon_w)}\left(4\sigma T_w^4 - G_w\right) \qquad (11.3.28)$$

方程 11.3-28 用来计算能量方程中的 $q_{r,w}$ 以及辐射方程的边界条件。

P-1 辐射模型的流动入（出）口处边界条件的处理

流动入（出）口的净辐射热流的计算与上述的方法相同。除非用户更改设定，FLUENT 假定在入（出）口的黑度均为 1.0（绝对黑体）。

FLUENT 中，对于流动的入（出）口，用户可以对辐射与对流设定不同的温度值。在入（出）口的外部区域的温度与内部区域的温度相差很大时，这种处理方法非常有用。细节请参阅 11.3.16 节。

11.3.5 Rosseland 辐射模型

在介质的光学深度很大时（$(a+\sigma_s)L >> 1$），辐射的 Rosseland 或漫射近似是种有效地处理方法。我们推荐在光学深度大于 3 时，可以使用 Rosseland 辐射模型。这个模型可以从 P-1 辐射模型按照某些假设推导而来。本节详细介绍 Rosseland 辐射模型所使用的方程。

Rosseland 模型方程

正如 P-1 辐射模型，在灰（体）介质内的辐射热流向量可由方程 11.3-11 近似：

$$q_r = -\Gamma \nabla G \qquad (11.3.29)$$

其中，Γ 由方程 11.3-10 确定。

与模型不同的是，Rosseland 模型假定辐射强度 G 等于当地温度下的黑体辐射（P-1 模型计算 G 的输运方程）。因此，$G = 4\sigma T^4$。把 G 的表达式带入方程 11.3-29，有：

$$q_r = -16\sigma\Gamma T^3 \nabla T \qquad (11.3.30)$$

由于辐射热流的表达式类似于傅立叶热传导定律，因此有：

$$q = q_c + q_r \qquad (11.3.31)$$

$$= -(k + k_r)\nabla T \qquad (11.3.32)$$

$$k_r = 16\sigma\Gamma T^3 \qquad (11.3.33)$$

其中，k 为导热率，k_r 为"辐射导热率"。能量方程中使用方程 11.3-31 来计算温度场。

各向异性辐射

使用上述的 P-1 模型中的相位函数（方程 11.3-14，11.3.4 节），Rosseland 辐射模型可以计算各向异性辐射。

Rosseland 辐射模型在壁面处的边界条件处理

因为辐射的漫射假设在壁面处并非有效，所以必须在壁面使用温度滑移的边界条件。壁面处的辐射热流 q_r 使用滑移系数 ψ 来进行定义：

$$q_{r,w} = -\frac{\sigma\left(T_w^4 - T_g^4\right)}{\psi} \qquad (11.3.34)$$

其中，T_w 为壁面温度，T_g 为在壁面附近的气相温度，（温度）滑移系数 ψ 是对[210]给出的数据进行曲线拟合得到：

$$\psi = 1/2 \qquad N_w < 0.01$$

$$\psi = \frac{2x^3 + 3x^2 - 12x + 7}{54} \qquad 0.01 \le N_w \le 10 \qquad (11.3.35)$$

$$\psi = 0 \qquad N_w > 10$$

其中，N_w 为壁面处的一个辐射参数：

$$N_w = \frac{k(a + \sigma_s)}{4\sigma T_w^3} \qquad (11.3.36)$$

以及 $x = \log_{10} N_w$。

Rosseland 辐射模型的流动入（出）口处边界条件的处理

对于辐射模型，在流动的入（出）口不需要特别的处理。在此类边界处，辐射热流可由方程 11.3-31 所确定。

FLUENT 中，对于流动的入（出）口，用户可以对辐射与对流设定不同的温度值。在入（出）口的外部区域的温度与内部区域的温度相差很大时，这种处理方法非常有用。细节请参阅 11.3.16 节。

11.3.6 DO 辐射模型

离散坐标模型求解的是从有限个立体角发出的辐射传播方程（RTE），每个立体角对应着坐标系（笛卡儿）下的固定方向 $\vec{s}$。立体角的离散精度由用户确定，他有点类似于 DTRM 模型中的射线数目。但与其不同的是，DO 模型并不进行射线跟踪，相反，DO 模型把方程 11.3-1 转化为空间坐标系下的辐射强度的输运方程。有多少个（立体角）方向 $\vec{s}$，就求解多少（辐射强度）输运方程。方程的求解方法与流体流动以及能量方程的求解方法相同。

FLUENT 中，离散坐标模型使用一种被称作有限容积法的守恒差分格式（[37, 183],），此差分方法继而北扩展到非结构化网格上（[165].）。

DO 模型方程

DO 模型把沿 $\vec{s}$ 方向传播的辐射方程（RTE）视为某个场方程。这样，方程 11.3-1 化为：

$$\nabla \bullet \left(I(\vec{r},\vec{s})\vec{s}\right) + (a + \sigma_s) I(\vec{r},\vec{s}) = a n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi}\int_0^{4\pi} I(\vec{r},\vec{s})\Phi(\vec{s},\vec{s}')d\Omega' \qquad (11.3.37)$$

FLUENT 允许用户使用灰带模型来模拟非灰体辐射。对于光谱辐射强度，$I_\lambda(\vec{r},\vec{s})$ 其辐射传播方程为 ：

$$\nabla \bullet \left(I_\lambda\left(\vec{r},\vec{s}\right)\vec{s}\right)+\left(a_\lambda+\sigma_s\right)I_\lambda\left(\vec{r},\vec{s}\right)=a_\lambda n^2 I_{b\lambda}+\frac{\sigma_s}{4\pi}\int_0^{4\pi} I_\lambda\left(\vec{r},\vec{s}\right)\Phi\left(\vec{s},\vec{s}'\right)d\Omega' \qquad (11.3.38)$$

其中，λ 为辐射波长，a_λ 为光谱吸收系数，$I_{b\lambda}$ 为由 PLANCK 定律确定的黑体辐射强度。散射系数、散射相位函数、以及折射系数均假定与波长无关。

非灰体的 DO 辐射模型把整个辐射光谱带分成 N 个波（长）带，这些波带并不需要是连续或等间距的。波长间隔由用户给定，此间隔为真空时的取值（折射指数 $n=1$）。RTE 方程在所有的波长范围内对波长进行积分，这样就得到关于 $I_\lambda\Delta\lambda$ 的输运方程。辐射热量包含在每一个波带 $\Delta\lambda$ 内。在每个波带之内，认为是黑体辐射，其单位立体角的黑体辐射（力）为：

$$\left[F\left(0\rightarrow n\lambda_2 T\right)-F\left(0\rightarrow n\lambda_1 T\right)\right]n^2\frac{\sigma T^4}{\pi} \qquad (11.3.39)$$

其中，$F\left(0\rightarrow n\lambda T\right)$ 为折射率为 n 的介质，在温度 T 下，$0\sim\lambda$ 波长范围内黑体的辐射（力）[161]。λ_1,λ_2 是波带的边界。

在方向 $\vec{s}$，位置 $\vec{r}$ 处的总辐射强度 $I\left(\vec{r},\vec{s}\right)$ 为：

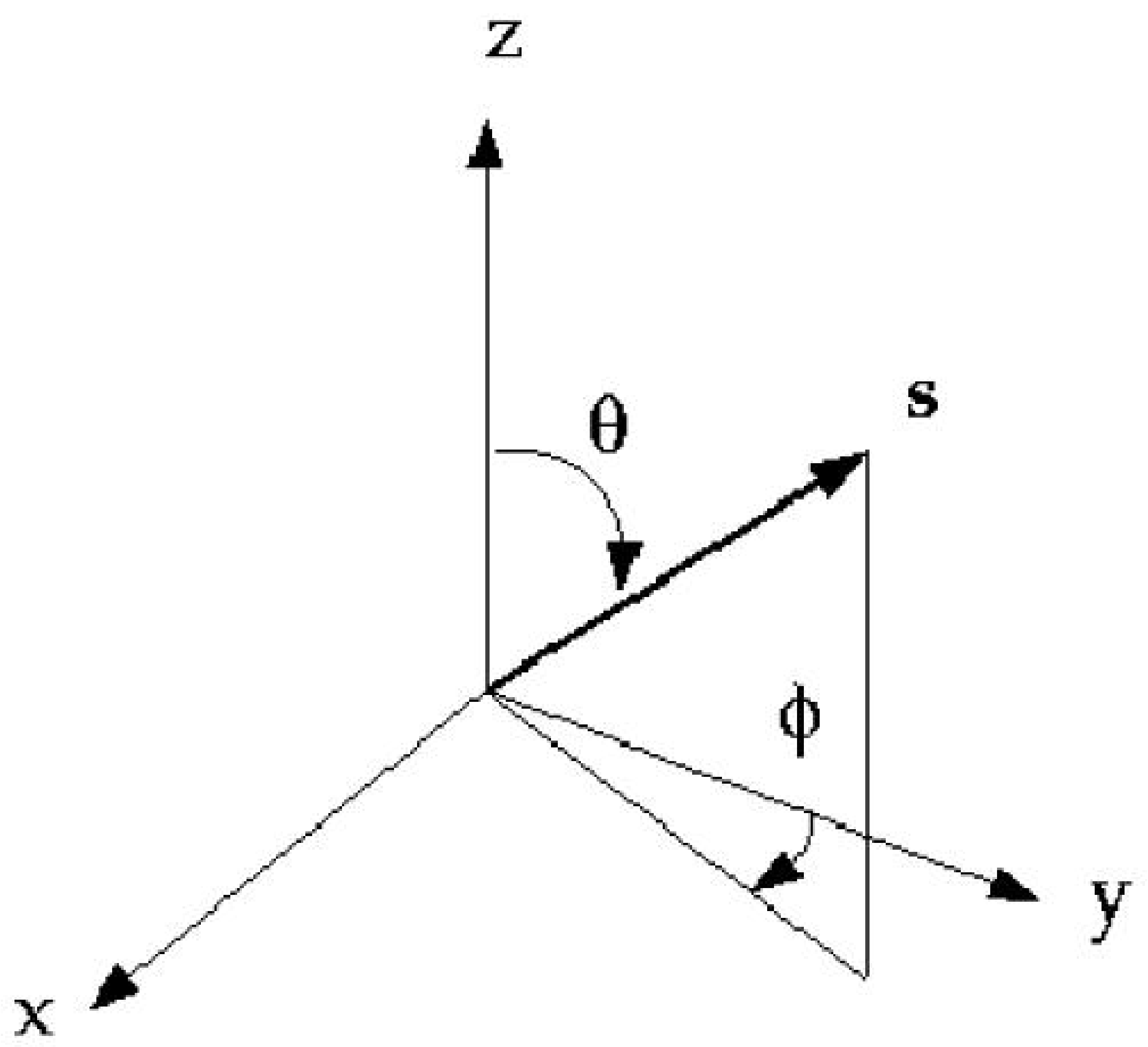
$$I\left(\vec{r},\vec{s}\right)=\sum_k I_{\lambda k}\left(\vec{r},\vec{s}\right)\Delta\lambda_k \qquad (11.3.40)$$

其中，求和是在整个波长范围内进行。

对于非灰体的 DO 模型的边界条件是基于波带的边界条件（即每个波带都对应一个边界条件）。在一个波带之内，其边界条件的处理与灰体的 DO 模型相同。

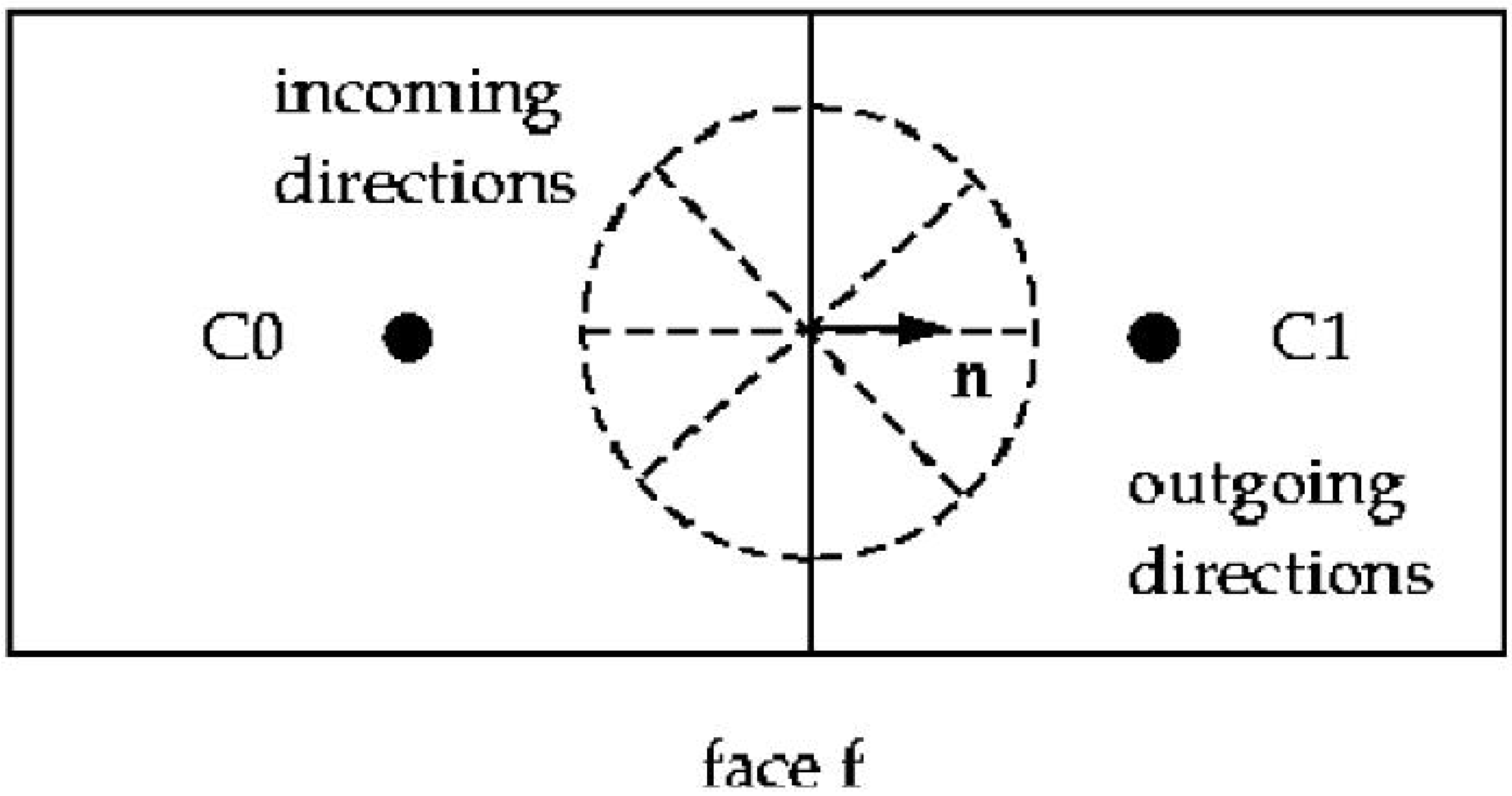
角度的离散和象点处理

空间中某一位置的 4π 空间角的每个象限被分割成 $N_\theta\times N_\phi$ 个被称为控制角的辐射立体角 ϖ_i。θ,ϕ 分别为经 / 纬度角，其参考坐标系为全局固定的笛卡尔坐标系（x,y,z，请参见图 11.3.3）。控制角 θ,ϕ 的大小 $\Delta\theta$，$\Delta\phi$ 是常数。在 2D 情况下，又有对成，仅求解四个象限，这样，总共就只有 $4N_\theta N_\phi$ 个求解方向；对于 3D 情况，总共为 $8N_\theta N_\phi$ 个方向。对于非灰体模型，在每个波带分别有 $4N_\theta N_\phi$ 或 $8N_\theta N_\phi$ 个需要求解的方程。

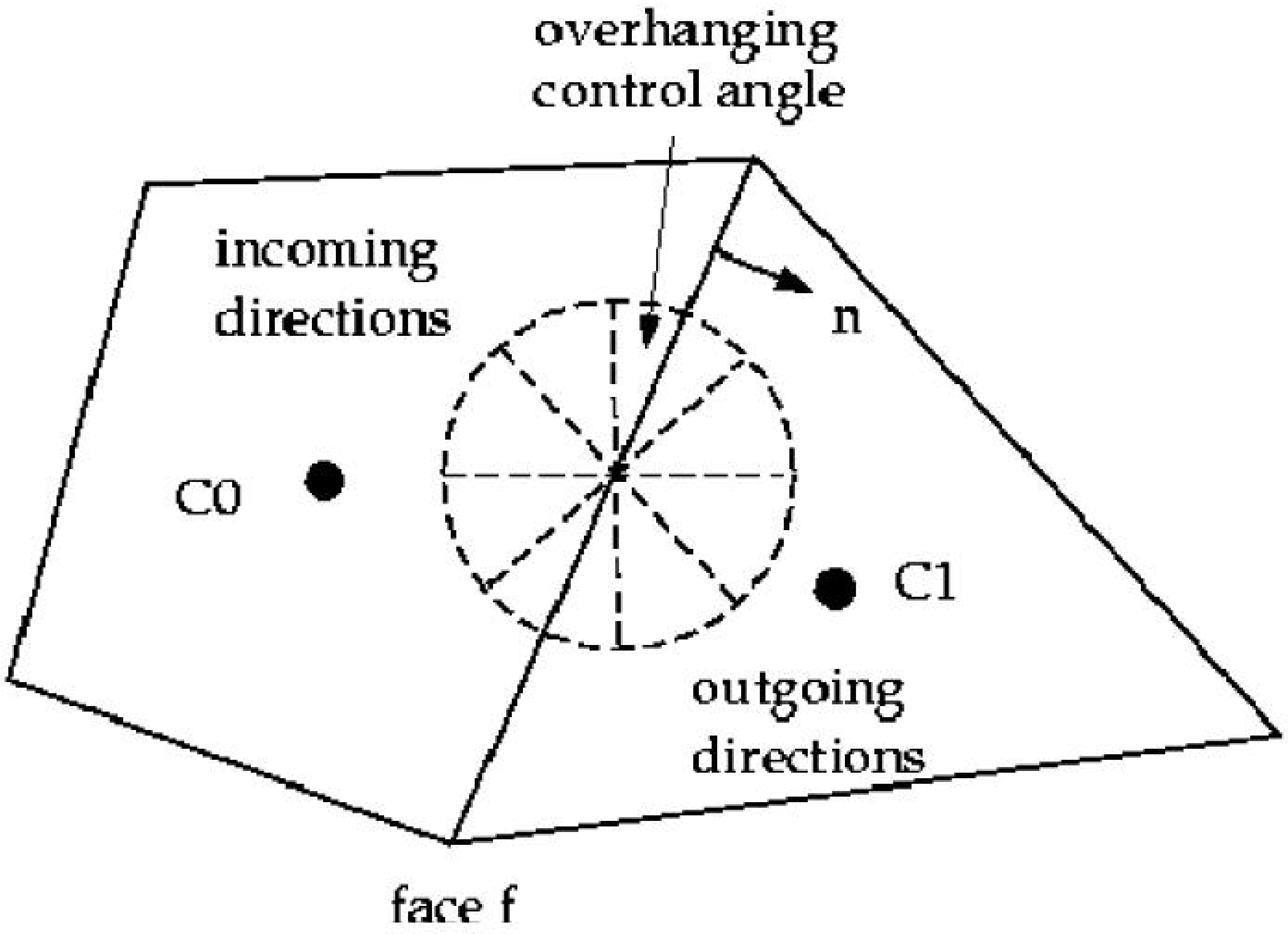


图表 5 离散角的参考坐标系

使用直角坐标网格（）时，可以把全局角度离散方向与控制体（单元）面的方向对齐，如图 11.3.4 所示。但对于一般的非结构化网格来说，控制体面与角度离散方向不会完全对齐，如图 11.3.5 所示，这样，就产生了（辐射离散）控制角（与网格面）的交错（control angle overhang）问题[165].。

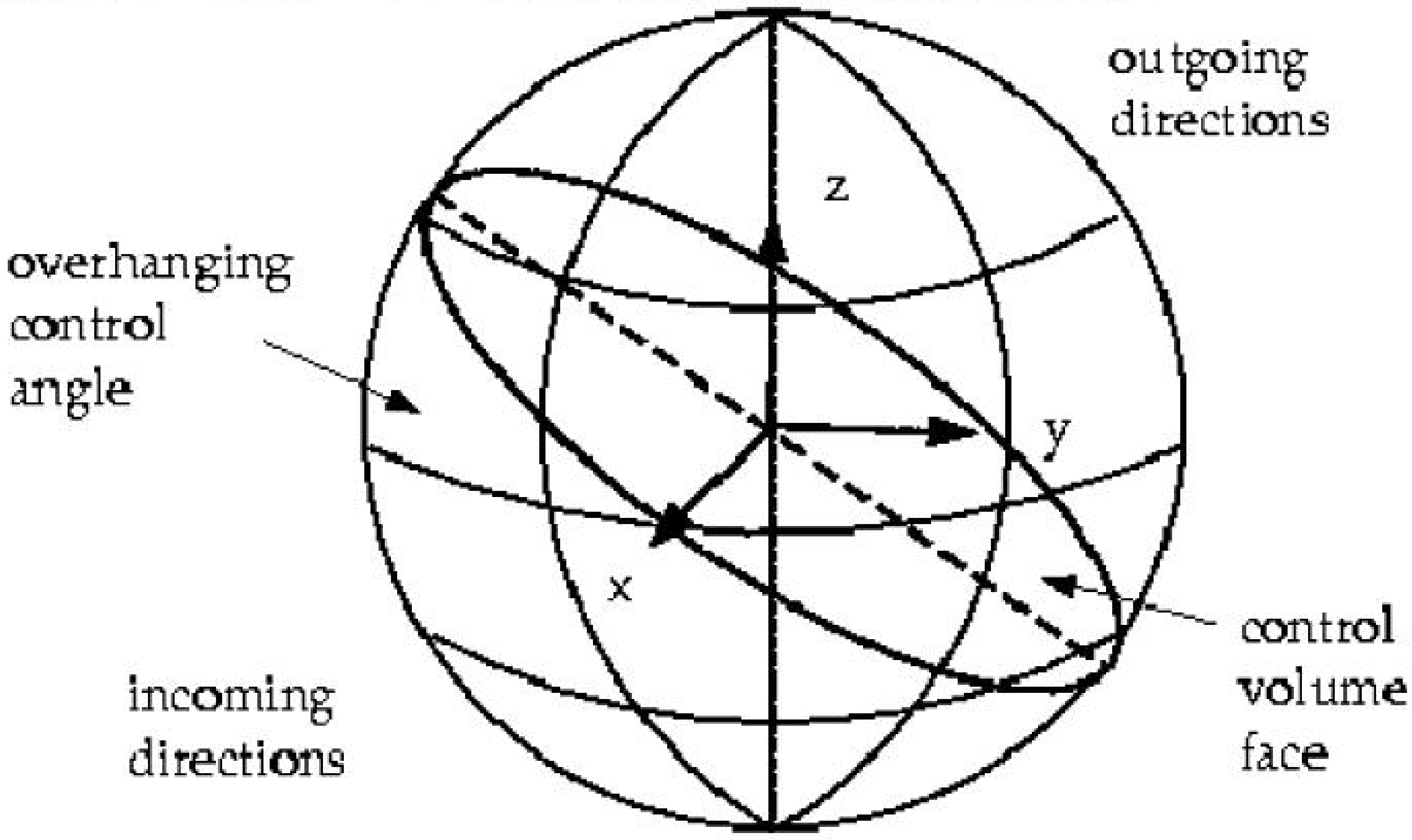


图表 6 不存在控制角交错的网格面



图表 7 存在控制角交错的网格面

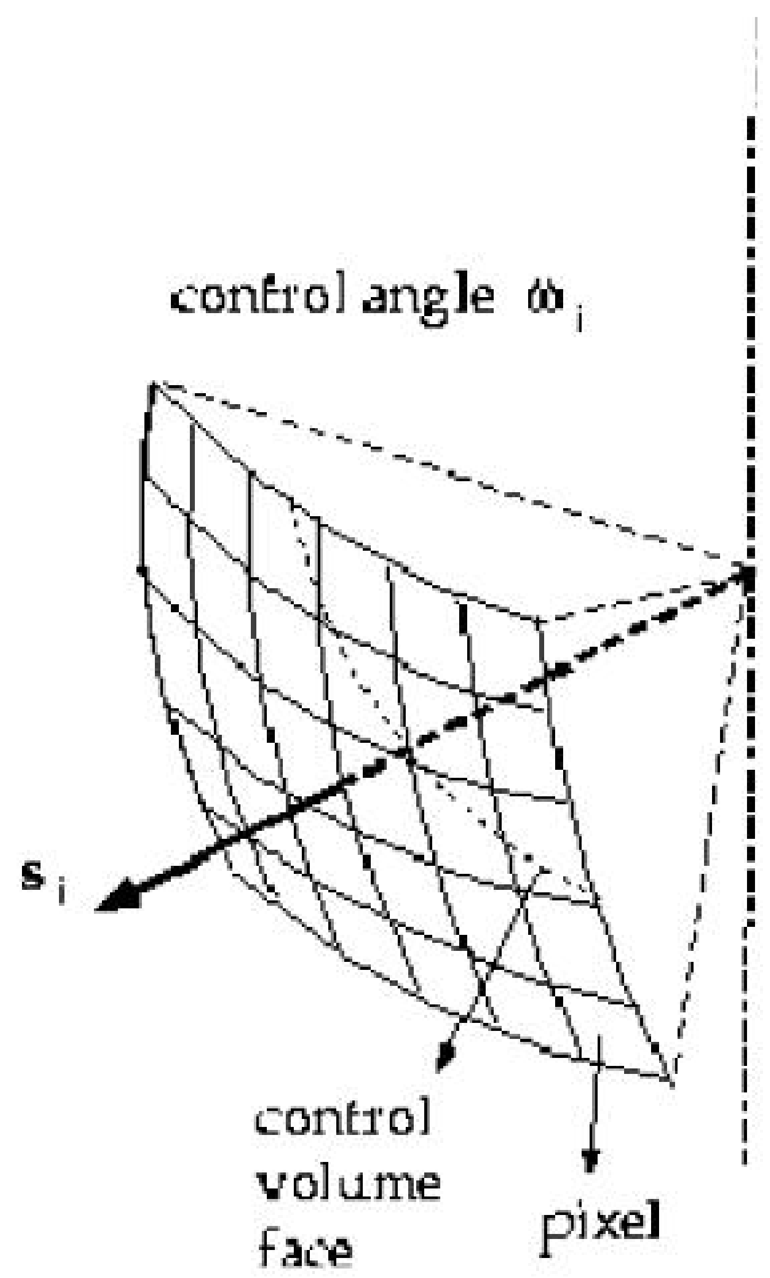
一般说来，控制角可能会跨越控制体单元面，这样，辐射就部分进入这个网格面而一部分离开此网格面。图 11.3.6 为一个 3D 问题中控制角跨越控制体面的例子。



图表 8 控制角与单元面交错例子（3D）

控制体面可以以任何角度切割代表离散空间角的球形空间。割线为一大圆。交错的控制角既可作为发射面也可能发生折射。此种情况下，正确的考虑交错的比例很重要。这种考虑是通过应用像点（pixelation ）来实现的[165].。

每个交错的控制角被分成 $N_{\theta_p} \times N_{\phi_p}$ 个像点，如图 11.3.7 所示。



图表 9 交错控制角的像点

在每个像点说包含的能量被视为入射和出射两部分。这样，交错比例的影响可以通过像点来考虑。FLUENT 允许用户选择像点划分方法。对于漫灰辐射，缺省的像点设置1×1是足够精确的；对于涉及到对称、周期性对称、镜面边界或半透明边界的情况，推荐使用3×3的像点设置。但用户应该知道，增加像点的数目将加大计算量。

各向异性散射

FLUENT 中的 DO 模型允许散射相函数为变量。用户可以使用各向同性的相函数、线性各向异性相函数、Delta-Eddington 相函数或者是用户定义响函数。线性各向异性相函数由方程 11.3-14 定义。Delta-Eddington 相函数采用如下的形式：

$$\Phi(\vec{s}\bullet\vec{s}')=2f\delta(\vec{s}\bullet\vec{s}')+(1+f)(1+C\vec{s}\bullet\vec{s}') \qquad (11.3.41)$$

其中，f 为向前辐射因子，$\delta(\vec{s},\vec{s}')$为狄拉克 delta 函数。f 项确定了散射分量的大小，这样，若 $f=1$，Delta-Eddington 相函数表示不发生散射。C 为反对称因子。当使用 Delta-Eddington 相函数时，用户应设定 f 和数值。

若使用用户定义函数来设定散射相函数，FLUENT 假设相函数采用如下的表达式：

$$\Phi(\vec{s},\vec{s}')=2f\delta(\vec{s},\vec{s}')+(1-f)\Phi^{*}(\vec{s},\vec{s}') \qquad (11.3.42)$$

用户定义函数将设定$\Phi*$和向前散射因子 f。

适用于辉锑辐射的散射相函数也适用于非灰体辐射。但是，说对应的散射能量为单个波带内的能量。

DO 模型中颗粒的影响

DO 模型允许用户在辐射过程中包含有离散的第二相颗粒的影响。此种情况下，FLUENT 将忽略所有的气相散射。

在辐射传递方程中，颗粒相的影响表示为：

$$\nabla \bullet (I\vec{s}) + (a + a_p + \sigma_p) I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + E_p + \frac{\sigma_p}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s}, \vec{s}') d\Omega' \quad (11.3.43)$$

其中，a_p 为包括颗粒影响的等效吸收系数，其数值有方程 11.3-17 确定。等效发射率 E_p 有方程 11.3-16 确定。等效颗粒散射系数 σ_p 有方程 11.3-20 所定义。

对于非灰体辐射，由于颗粒存在而发生变化的辐射的吸收、发射、散射被包含于辐射计算中的每个波带中，颗粒的发射和吸收项也包含于能量方程中。

漫灰壁面的边界条件处理

对于灰体辐射，壁面的入射辐射热流 q_{in} 为：

$$q_{in} = \int_{\vec{s} \bullet \vec{n} > 0} I_{in} \vec{s} \bullet \vec{n} d\Omega \quad (11.3.44)$$

离开壁面的净辐射热流为：

$$q_{out} = (1 - \varepsilon_w) q_{in} + n^2 \varepsilon_w \sigma T_w^4 \quad (11.3.45)$$

其中，n 为紧靠壁面介质的折射率。对于所有离开壁面的方向 $\vec{s}$，壁面的辐射强度为：

$$I_0 = \frac{q_{out}}{\pi} \quad (11.3.46)$$

对于非灰体辐射，壁面处在波带 $\Delta\lambda$ 内的入射辐射热流 $q_{in,\lambda}$ 为：

$$q_{in,\lambda} = \Delta\lambda \int_{\vec{s} \bullet \vec{n} > 0} I_{in,\lambda} \vec{s} \bullet \vec{n} d\Omega \quad (11.3.47)$$

波带 $\Delta\lambda$ 之内离开壁面的净辐射热流为：

$$q_{out} = (1 - \varepsilon_{w\lambda}) q_{in,\lambda} + \varepsilon_{w\lambda} [F(0 \to n\lambda_2 T_w) - F(0 \to n\lambda_1 T_w)] n^2 \sigma T_w^4 \quad (11.3.48)$$

其中，$\varepsilon_{w\lambda}$ 为单个波带内的壁面发射率。对于所有离开壁面的方向 $\vec{s}$，在波带 $\Delta\lambda$ 之内壁面的辐射强度为：

$$I_{0\lambda} = \frac{q_{out,\lambda}}{\pi \Delta\lambda} \quad (11.3.49)$$

半透明壁面的边界条件处理

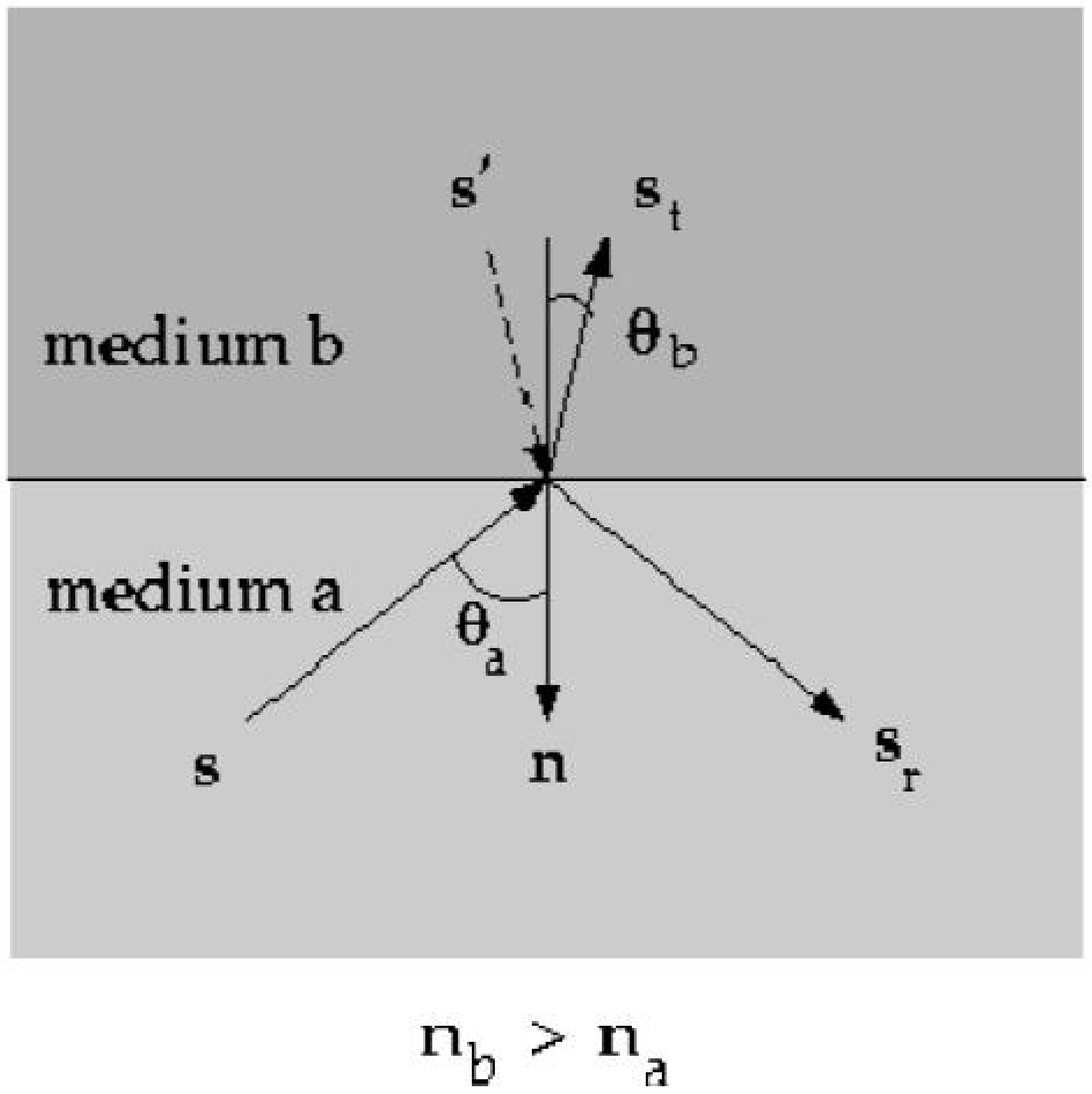
FLUENT 允许用户设定镜面反射或漫反射的半透明壁面。用户可以对壁面的入射辐射设定漫反射和穿透的比例，其余的部分被视为镜面反射。

对于非灰体辐射，这种设定是基于波带的额。在单个波带内，穿透、反射和折射的比例与上述的灰体设置相同。从一个波带到另一个波带不发生辐射的穿透、反射和折射。

镜面反射的半透明壁面

假设有一射线以方向 $\vec{s}$ 从一半透明介质 a（折射率为 n_a）传播到另一半透明介质 b（折射率为 n_b）中，如图 11.3.8 所示。两种介质界面的 a 侧为介质 a，b 侧为介质 b。界面方向 $\vec{n}$

假定指向 a 侧。界面 a 侧的沿方向 $\vec{s}$ 的辐射强度为 $I_a(\vec{s})$，相应的界面 b 侧的辐射强度为 $I_b(\vec{s})$。



图表 10 两种半透明介质界面的辐射折射与反射

入射辐射的一部分被反射，其余的则穿越界面。由于反射为镜面反射，所以，反射的辐射方向为：

$$\vec{s}_r = \vec{s} - 2(\vec{s} \bullet \vec{n})\vec{n} \qquad (11.3.50)$$

从介质 a 穿越到介质 b 的辐射就是辐射的折射部分。折射后的辐射方向由 Snell 定律确定：

$$\sin\theta_b = \frac{n_a}{n_b}\sin\theta_a \qquad (11.3.51)$$

其中，θ_a 为入射辐射角，θ_b 为折射角，如图 11.3.8 所示。也可以定义方向：

$$\vec{s}' = \vec{s}_t - 2(\vec{s}_t \bullet \vec{n})\vec{n} \qquad (11.3.52)$$

如图 11.3.8 所示。

界面 a 侧的反射率为[161]：

$$r_a(\vec{s}) = \frac{1}{2}\left(\frac{n_a\cos\theta_b - n_b\cos\theta_a}{n_a\cos\theta_b + n_b\cos\theta_a}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{n_a\cos\theta_a - n_b\cos\theta_b}{n_a\cos\theta_a + n_b\cos\theta_b}\right)^2 \qquad (11.3.53)$$

此式表示入射辐射能量从方向 $\vec{s}$ 转移到方向 $\vec{s}_r$ 的比例。

界面 a 侧沿方向 $\vec{s}_r$ 的边界辐射强度 $I_{w,a}(\vec{s}_r)$ 由同侧的入射辐射的反射部分和 b 侧的穿透部分所确定，这样：

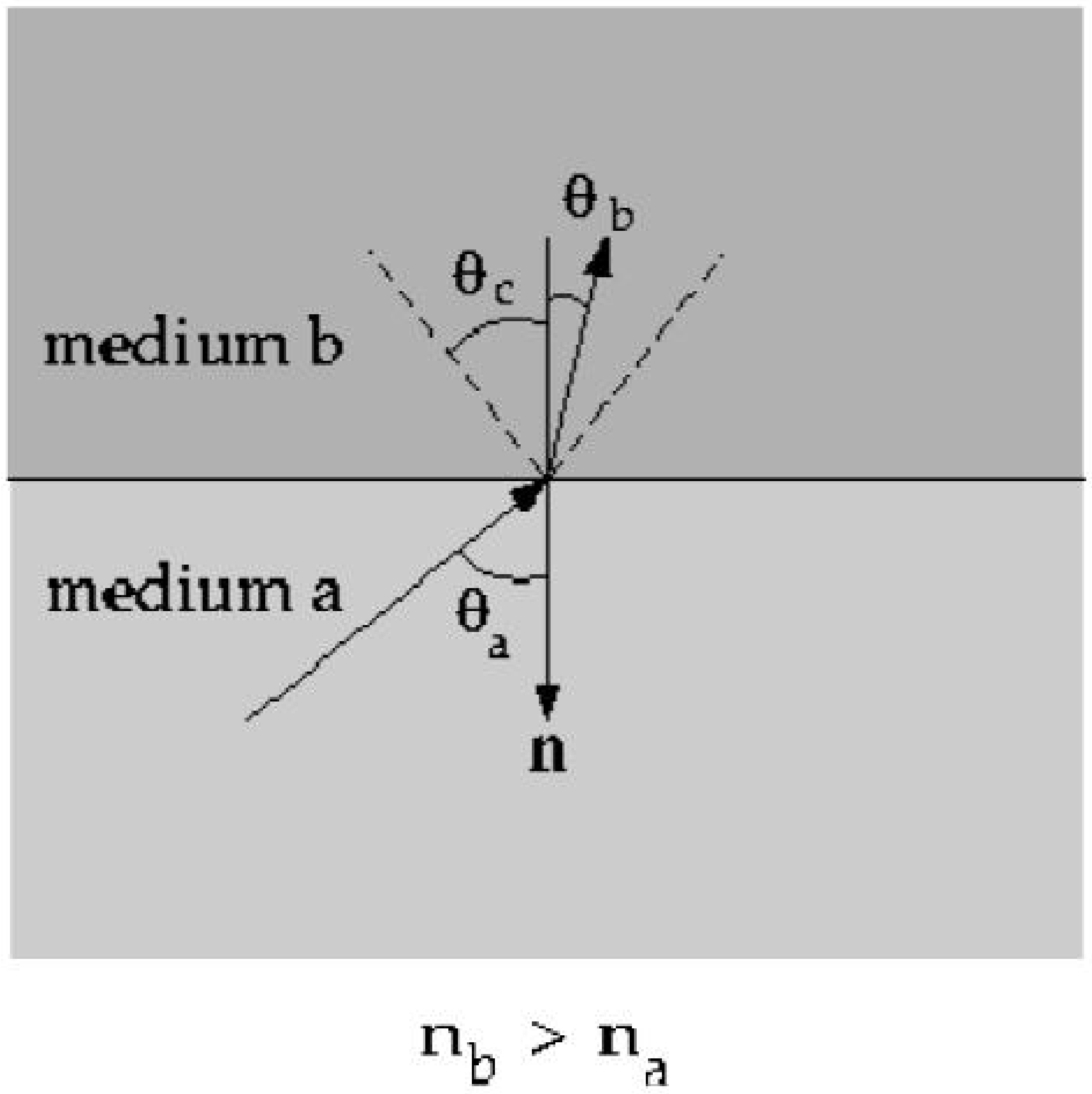
$$I_{w,a}(\vec{s}_r) = r_a(\vec{s})I_{w,a}(\vec{s}) + \tau_b(\vec{s}')I_{w,b}(\vec{s}') \qquad (11.3.54)$$

其中，$\tau_b(\vec{s}')$为界面b侧沿方向$\vec{s}'$的穿透率。同理，b界面侧沿方向$\vec{s}_t$的出射辐射强度$I_{w,b}(\vec{s}_t)$为 ：

$$I_{w,b}(\vec{s}_t)=r_b(\vec{s})I_{w,b}(\vec{s})+\tau_a(\vec{s}')I_{w,b}(\vec{s}') \qquad (11.3.55)$$

对于$n_a<n_b$的情况，以2π立体角从介质a穿透到介质b的辐射能量必然会产生一个角度为θ_c（图 11.3.9）的折射锥：

$$\theta_c=\sin^{-1}\frac{n_a}{n_b} \qquad (11.3.56)$$



图表 11 折射临界角θ_c

同理，若辐射以角度θ_c从介质b穿透到介质a，那么，折射后的角度为2π 。若入射辐射角度大于θ_c，那么，所有的入射辐射能量将发生镜面反射而重新进入介质b中。

若截至扩展到流体计算域中，方程 11.3-54 中的$I_{w,b}(\vec{s}')$将被视为设定项。此项边界条件的设定是通过设定入射辐射热流和相应的立体角俩确定的。外部介质的折射率假定为 1.0。

漫反射的半透明壁面

在很多工程问题中，半透明界面均是漫射表面。此种情况下，界面反射率$r(\vec{s})$与反射方向$\vec{s}$无关，并且等于半球平均值r_d。若$n=n_a/n_b>1$，$r_{d,a},r_{d,b}$为[211]：

$$r_{d,a}=1-\frac{(1-r_{d,b})}{n^2} \quad (11.3.57)$$

$$r_{d,b}=\frac{1}{2}+\frac{(3n+1)(n-1)}{6(n+1)^2}+\frac{n^2(n^2-1)^2}{(n^2+1)^3}\ln\left(\frac{n-1}{n+1}\right)-\frac{2n^3(n^2+2n-1)}{(n^2+1)(n^4-1)}+\frac{8n^4(n^4+1)}{(n^2+1)(n^4-1)^2}\ln(n)$$

（11.3.58）

界面a侧的所有出射方向的辐射强度为：

$$I_{w,a}=\frac{r_{d,a}q_{in,a}+\tau_{d,b}q_{in,b}}{\pi} \quad (11.3.59)$$

同理，对于b侧：

$$I_{w,b}=\frac{r_{d,b}q_{in,b}+\tau_{d,a}q_{in,a}}{\pi} \quad (11.3.60)$$

其中：

$$q_{in,a}=-\int_{4\pi}I_{w,a}\vec{s}\bullet\vec{n}d\Omega,\quad \vec{s}\bullet\vec{n}<0 \quad (11.3.61)$$

$$q_{in,b}=-\int_{4\pi}I_{w,b}\vec{s}\bullet\vec{n}d\Omega,\quad \vec{s}\bullet\vec{n}\geq 0 \quad (11.3.62)$$

与上述的相同，若介质b扩展到流体计算域，$q_{in,b}$就成为边界条件设定项了。

辐照边界条件

正如上文所述，FLUENT 允许用户在半透明边界设定辐照热流。辐照热流的单位为入射辐射热流的单位（W/m^2）。用户可以设定辐照的立体角以及立体角中心向量。为了表示辐照发生镜面反射还是漫反射，用户可以设定漫射分数。

对于非灰体辐射，FLUENT 允许用户在半透明边界设定基于波带的辐照热流。对于每个波带，辐照热流的单位为入射辐射热流的单位（W/m^2）。与灰体辐射相同，用户可以设定辐照的立体角以及立体角中心向量。

漫射分数

在半透明边界，FLUENT 允许用户设定入射辐射发生漫反射的比例。漫射部分的处理与上述的相同，穿透部分的辐射也是漫射（与穿透后的方向无关）。入射能量的其余部分则作为镜面反射处理。

对于非灰体辐射，用户可以在每个波带内设定相应漫射分数。

镜面和对称面的边界条件

对于镜面和对称面，某个入射方向$\vec{s}$对应着一个反射方向$\vec{s}_r$，由方程 11.3-50 确定。且：

$$I_w(\vec{s}_r)=I_w(\vec{s}) \quad (11.3.63)$$

周期性对称面的边界条件

若使用旋转周期对称面时，为了确保辐射能够以正确的方式经由对称面进行传播，使用像点很重要。推荐使用的像点设置为$3\times3\sim10\times10$。

流动入（出）口的边界条件

此类边界的处理请参阅 11. 3. 3 节。

11.3.7 多表面辐射传热模型

多表面辐射传热模型可计算出在封闭（区域）内的漫灰表面之间的辐射换热。两个表面间的辐射换热量依赖于它们的尺寸、间距和方向。这种特性可以用一个被称为“角系数（视系数）”的几何量来度量。
多表面辐射传热模型的主要假定是忽略了所有的辐射吸收、发射和散射，因此，模型中仅考虑表面之间的辐射传热。

漫灰辐射

FLUENT 中的多表面辐射换热模型假定辐射面均为漫灰表面。灰表面的辐射发射和吸收与波长无关。同时，由基尔霍夫定律[161]可知，（热平衡时）物体的辐射发射率等于其对黑体辐射的吸收比（$\varepsilon=\alpha$）。对于漫反射表面，其反射率与入射方向以及反射方向无关。
FLUENT 中使用的就是漫灰表面模型。另外，正如前文所述，对于我们所感兴趣的量来说，表面之间的辐射换热量实际上并不受到隔开这些表面的介质的影响。这样，由灰体假设，如果表面接受到一定的入射辐射（E），那么，一部分被反射（ρE），部分被吸收（αE），剩余的则穿过表面物体（τE）。对于具体问题中遇到的多数表面，其对热辐射（红外谱段）是不可穿透的，因此，可以认为这些表面是非透明的。所以，我们可以忽略掉辐射的穿透率。
从能量守恒有，$\alpha+\rho=1$，又由于$\alpha=\varepsilon$（发射率、黑度），因此$\rho=1-\varepsilon$

多表面辐射换热模型方程

离开某个表面的辐射由自身辐射和对入射辐射的反射组成。反射的部分依赖于周围物体对其的入射辐射，而这部分（入射）辐射可表示成其余表面（发出）的辐射热流。对于表面k，其发出的总辐射热流为:

$$q_{out,k}=\varepsilon_k\sigma T_k^4+\rho_k q_{in,k} \qquad (11.3.64)$$

其中，$q_{out,k}$为离开表面的总辐射热流，ε_k为发射率，σ为斯蒂芬-玻尔兹曼常数，$q_{in,k}$为从周围物体发出的入射辐射热流。

某个表面接受到其余表面的入射辐射量是这两个表面的“角系数”，F_{jk}的函数。角系数F_{jk}的含义就是离开表面k的辐射量被表面j所接收到的比例。某个表面k的入射辐射热流可表示成其余表面离开的辐射热流的函数：

$$A_k q_{in,k}=\sum_{j=1}^{N}A_j q_{out,j}F_{jk} \qquad (11.3.65)$$

其中，A_k为表面的面积，F_{jk}为表面之间的角系数。对于N个表面，由角系数的倒数（相对性）关系有：

$$A_jF_{jk}=A_kF_{kj},\ j=1,2,3,...N \qquad (11.3.66)$$

因此有：

$$q_{in,k} = \sum_{j=1}^{N} F_{kj} q_{out,j} \qquad (11.3.67)$$

并且：

$$q_{out,k} = \varepsilon_k \sigma T_k^4 + \rho_k \sum_{j=1}^{N} F_{kj} q_{out,j} \qquad (11.3.68)$$

上式可写为：

$$J_k = E_k + \rho_k \sum_{j=1}^{N} F_{kj} J_j \qquad (11.3.69)$$

其中，J_k 代表从表面发出的辐射，E_k 代表表面 k 的自身辐射。上式共有 N 个方程，用矩阵表示为：

$$KJ = E \qquad (11.3.70)$$

其中，K 为 $N \times N$ 矩阵，J 为辐射向量，E 为表面自身辐射向量。
方程 11.3-70 称为辐射矩阵方程。两个有限大小表面 i, j 之间的角系数为：

$$F_{ij} = \frac{1}{A_j} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j}{\pi r^2} \delta_{ij} dA_i dA_j \qquad (11.3.71)$$

其中，δ_{ij} 由（微元）面积 dA_j, dA_i 之间的可视性（角度）确定。若两者可相互看到（即连接两个微元面的直线位于域内），$\delta_{ij} = 1$；否则，$\delta_{ij} = 0$。

表面束

当辐射面的数量很大时，表面辐射模型的计算量非常庞大。为了减少计算时间和存储需求，我们可以通过创建"表面束"来减少辐射表面数目。表面束由一个表面加上其临近的多个表面，直到表面数目达到设定的每个表面束的总数。

对于表面束，我们可计算得到辐射向量 J 。此值被分配到组成表面束的各个表面以计算各个表面的温度。由于辐射源相的高度非线性（与温度的四次方成比例），用户必须仔细计算表面束的温度以及辐射热流、源相在组成这些表面束的各个表面之间的分配。

表面束的温度由面积加权平均得到：

$$T_{sc} = \left(\frac{\sum_f A_f T_f^4}{\sum A_f} \right)^{1/4} \qquad (11.3.72)$$

其中，T_{sc} 为表面束的温度，A_f, T_f 为表面 f 的面积与温度。求和是对组成表面束的所有表面进行的。

光顺处理

对于角系数的光顺处理强制其遵守倒易关系（相对性）和守恒特性。
角系数的倒易关系为：

$$A_i F_{ij} = A_j F_{ji} \qquad (11.3.73)$$

其中，A_i 为表面 i 的面积，F_{ij} 为表面 i, j 之间的角系数，F_{ji} 为表面 j, i 之间的角系数。

一旦强制角系数遵守倒易关系后，可用最小二乘法来对角系数的守恒特性进行光顺处理。守恒关系为：

$$\sum F_{ij} = 1.0 \qquad (11.3.74)$$

11.3.8 燃烧过程的辐射

灰气体加权平均模型（WSGGM）

灰气体加权平均模型（WSGGM）是介于过分简化的完全灰气体模型与完全考虑每个气体吸收带模型之间的折衷模型。WSGGM 的基本假设是对于一定厚度的气体吸收层，其发射率为：

$$\varepsilon = \sum_{i=0}^{I} a_{\varepsilon,i}(T)\left(1 - e^{-\kappa_i ps}\right) \qquad (11.3.75)$$

其中，$a_{\varepsilon,i}$ 为第 i 组“假想”灰气体的发射率加权系数，括号内的量是第 i 组“假想”灰气体的发射率，κ_i 为第 i 组“假想”灰气体的吸收系数，p 为所有吸收性气体的分压的总和，s 为辐射的行程长度。对于 $a_{k,i}, \kappa_i$ 和，FLUENT 使用由文献[41] and [219]给出的数值。这些数值依赖于气体组成，$a_{k,i}$ 还依赖于气体温度。当气体总压不等于 1atm 时，应对 κ_i 进行相应的比例缩放（请参阅方程 11.3-81）。

对于开口区，由于其较高的光谱吸收率，$i = 0$ 组分的吸收系数设为 0，其吸收系数的加权值由文献[219]得到：

$$a_{\varepsilon,0} = 1 - \sum_{i=1}^{I} a_{\varepsilon,i} \qquad (11.3.76)$$

依赖于温度的 $a_{\varepsilon,i}$ 可由任一种函数近似（拟合），但一般采用如下形式：

$$a_{\varepsilon,i} = \sum_{j=1}^{J} b_{\varepsilon,i,j} T^{j-1} \qquad (11.3.77)$$

其中，$b_{\varepsilon,i,j}$ 为关于气体温度的多项式的系数。系数 $b_{\varepsilon,i,j}, \kappa_i$ 是通过对方程 11.3-45 进行拟合得到，拟合的气体总黑度实验数据来自[41, 49, 219]。

壁面的辐射吸收 α 可以用相似的方法进行拟合近似[219],，但为了简便起见，通常假定 $\varepsilon = \alpha$ [160]。除了（气体）介质的光学深度较小或者是壁面温度与气体温度差异较大的情况外，上述的假设还是合理的。

由于系数 $b_{\varepsilon,i,j}, \kappa_i$ 在较小的程度上还依赖于 ps, T，因此，在这些参数的较大变化范围之内，可以认为此系数为常数。文献中，在总压保持在 1atm 情况下，对于不同的 CO_2 和 H_2O（蒸汽

态）分压，上述的系数均保持为常数。此文献的系数值的实验验证范围为 $0.001 \le ps \le 10.0 atm-m$，以及 $600 \le T \le 2400K$。若 $T > 2400K$，系数值采用文献[41]中的数据。若对于所有的 i 组分，$\kappa_i ps$ 方程 11.3-75 简化为：

$$\varepsilon = \sum_{i=0}^{I} a_{\varepsilon,i} \kappa_i ps \qquad (11.3.78)$$

对比方程 11.3-78 与灰气体模型的（气体）吸收系数 a，可以发现，WSGGM 模型中穿越一定距离 s 后辐射强度的变化与灰气体模型中经由吸收系数得到的变化值是一致的。

$$a = \sum_{i=0}^{I} a_{\varepsilon,i} \kappa_i p \qquad (11.3.79)$$

此项吸收系数不依赖于 s。一般情况下，a 大致为：

$$a = -\frac{\ln(1-\varepsilon)}{s} \qquad (11.3.80)$$

其中，WSGGM 中的发射率（黑度）ε 由方程 11.3-75 计算得到。由方程 11.3-80 所定义的 a 依赖于 s，它反映了气体分子对热辐射吸收的非灰体特性。FLUENT 中，方程 11.3-79 适用于 $s \le 10^{-4} m$，方程 11.3-80 适用于 $s > 10^{-4} m$。需要注意得是，若 $s \approx 10^{-4}$，由方程 11.3-79 和 11.3-80 所计算得到的 a 值大致相当（因为方程 11.3-80 在 s 很小时可转化为出方程 11.3-79)。

FLUENT 允许用户将设定为计算单元的特征尺寸或者是平均射线（行程）长度（即辐射壁面之间的平均直线长度）。若问题中的介质具有各相同性属性，并且用户主要关心的是封闭区域内各个避免之间的辐射传热，那么，可使用基于平均射线（行程）长度的 WSGGM 模型。用户既可以自己设定平均射线（行程）长度也可以让 FLUENT 计算得到。若用户主要关心的是临近单元间的辐射换热（例如，加热元件周围的辐射分布。在介质光学深度较大时－P-1 模型不适用－这种情况常常发生），那么，使用基于计算单元特征尺寸的 WSGGM 模型更好。需要注意的是，当较小时，由基于计算单元特征尺寸的 WSGGM 计算出的 a 值或多或少的依赖于网格尺寸。但由于辐射能与 T^4 成正比，因此，这种计算结果的网格依赖性并非必然的要影响到温度分布的精确预测。基于计算单元特征尺寸的方法可以得到较好的温度分布（预测），而基于平均射线（行程）长度的方法可以得到更精确的壁面热流（预测）。关于 WSGGM 模型的各种属性设定，请参阅 7.6.1 节。

!! 在使用非灰体的 DO 模型时，WSGGM 不能用于对每个波带的吸收系数进行设定。若在非灰体 DO 模型中使用 WSGGM 模型，每个波带的吸收系数都相同。

若 $p_T \neq 1atm$

正如上文介绍的，WSGGM 模型中假定 p_T －总（静）压－等于 1atm。若 p_T 不等于 1atm（例如在高温燃烧的情况），则使用文献[59]中的比例缩放法则来进行修正。当 $p_T < 0.9atm$ 或 $p_T > 1.1atm$，方程 11.3-75 和 11.3-79 中的 κ_i 变为：

$\kappa_i \to \kappa_i p_T^m$　　（11.3.81）

其中，m 为从文献得到得无量纲数，它依赖于吸收性气体得分压和温度 T，同时也依赖于（总压）p_T。

碳黑（SOOT）对吸收系数得影响

再计算碳黑得生成时，FLUENT 可以计算出碳黑浓度对辐射吸收系数得影响。一般的碳黑模型通过计算有效吸收系数来考虑碳黑对辐射传热得影响。然后，把纯气体的吸收系数与纯碳黑的吸收系数相加就得到碳黑与（对辐射具有）吸收气体混合物的吸收系数：

$a_{s+g} = a_s + a_g$　　（11.3.82）

其中，a_g 为由 WSGGM 模型得到的气体（不包含碳黑）的吸收系数，并有：

$a_s = b_1 c_m \left[1 + b_T (T - 2000)\right]$　　（11.3.83）

其中，c_m 为碳黑浓度（kg/m^3）.

系数 b_1, b_T 是由文献[199]通过对 Taylor-Foster 近似 [240]和 Smith et al.近似 [219]的实验数据对方程 11.3-83 进行拟合得到。

关于碳黑对辐射的影响的设定请参阅 7.6 与 17.2.3 节。

颗粒对辐射吸收系数的影响

只要用户使用了 P-1 或 DO 辐射模型，FLUENT 可以计算离散相颗粒对辐射吸收系数的影响。一旦激活了 P-1 或 DO 辐射模型，就可以再激活颗粒的辐射吸收系数。然后，颗粒（对辐射）的发射、发射和散射效应就可以包含在系统的辐射换热中。关于离散相的辐射属性设定的细节请参阅 19.11 节。

11.3.9 辐射模型使用概览

设定和求解一个辐射问题的大致步骤如下文所述，其细节请参阅 11.3-10～11.3.18 节。下文仅对与具体辐射模型相关的设定（求解）步骤有所述及。对于与辐射换热耦合的其它模型的设定项，请参阅那些模型相应的章节。

1. 选择辐射模型，请参阅 11.3.10 节
2. 若用户使用 DTRM 模型，请定义跟踪射线（11.3.11 节）；若使用 S2S 模型，计算出或读取角系数（11.3.12 节）；若使用 DO 模型，定义离散的角度（11.3.13 节），若需要，还需设定非灰体辐射参数（11.3.14 节）。
3. 设定介质属性（11.3.15 节）。
4. 设定边界条件（11.3.16 节）。若用户模型中包含有半透明介质，请参阅下面的介绍来设定半透明介质。
5. 设定求解参数（DTRM、DO、S2S、P-1，11.3.17 节）。
6. 求解（11.3.18 节）。

设定半透明介质

作为上述步骤的第四步，用户需要按下面的步骤来设定诸如玻璃的半透明介质。

1. 若半透明介质为固体，那么，在固体区（的设定选项中）激活辐射计算项（11.3.16 节）。

若半透明介质为流体，此步就不需要了。

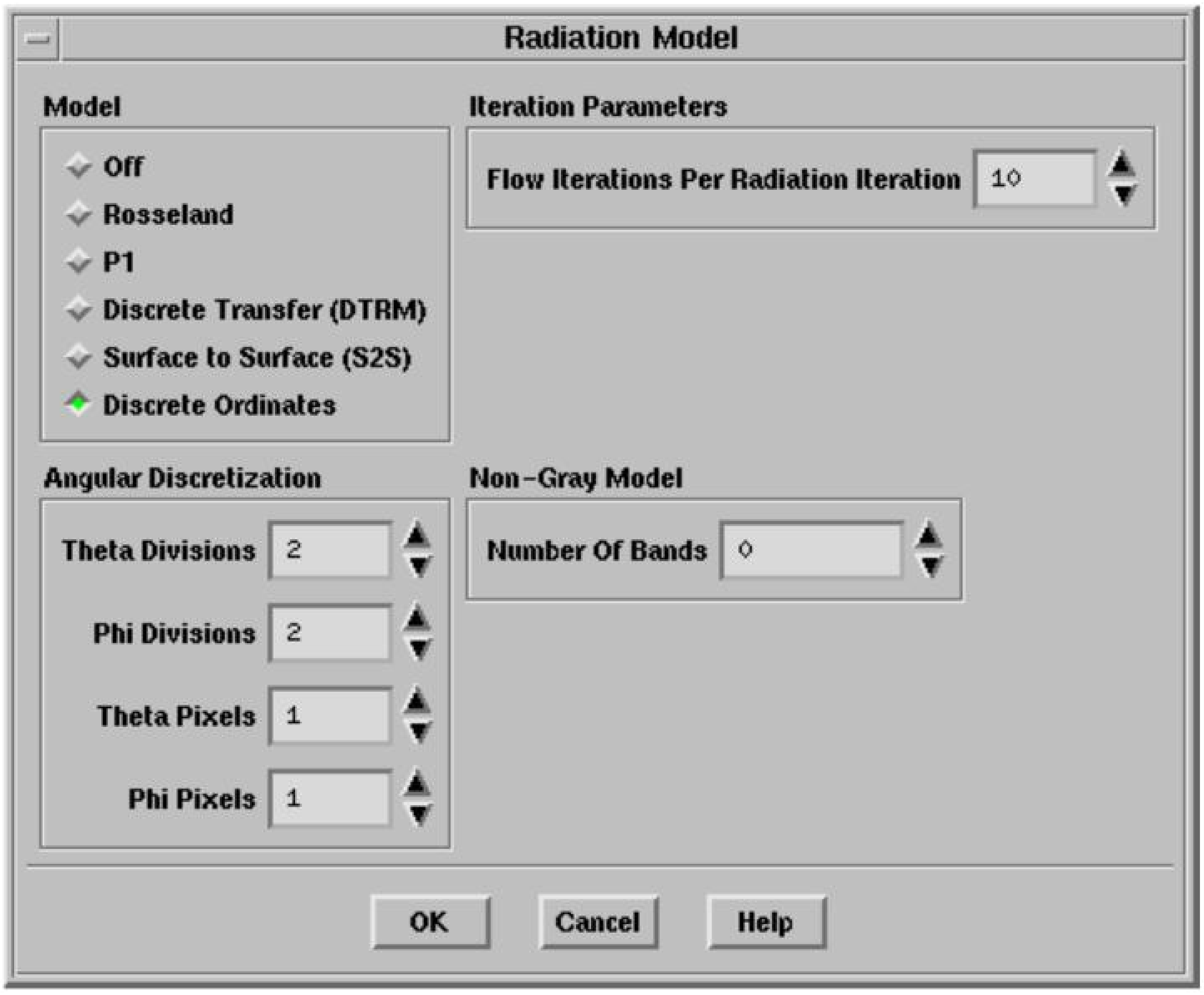
2. 在半透明介质与流体计算域或者相接的半透明介质的交界面设定相应的两个壁面均为半透明界面（semi-transparent 11.3.16 节）。这个设定将会激活通过界面的辐射计算，同时还会计算界面处的反射、折射。
3. 在外部半透明边界处设定外部边界为半透明边界条件（semi-transparent 11.3.16 节）。这个设定将使得外部辐射热流可进入内部流域或者是内部辐射进入外部区域。外部辐射或内部辐射在穿越此界面时，在界面处均将发生相应的折射或反射。
4. 设定界面处的漫反射的比例（diffuse fraction，11.3.16 节）。
5. 对固体区域在界面处设定其折射系数（在 **Materials** panel 面板中）。

若用户并不关心半透明介质内的温度分布，那么，可以设定半透明壁面（thin semi-transparent wall）而不需要设定半透明固体区（semi-transparent solid zone，请参阅 11.3.16 节）。

11.3.10 辐射模型的选择

用户可在 **Radiation Model** panel 面板中（图 11.3.10）选定某个辐射模型来激活辐射换热。

Define →Models →Radiation...



图表 12 辐射模型面板（DO 模型）

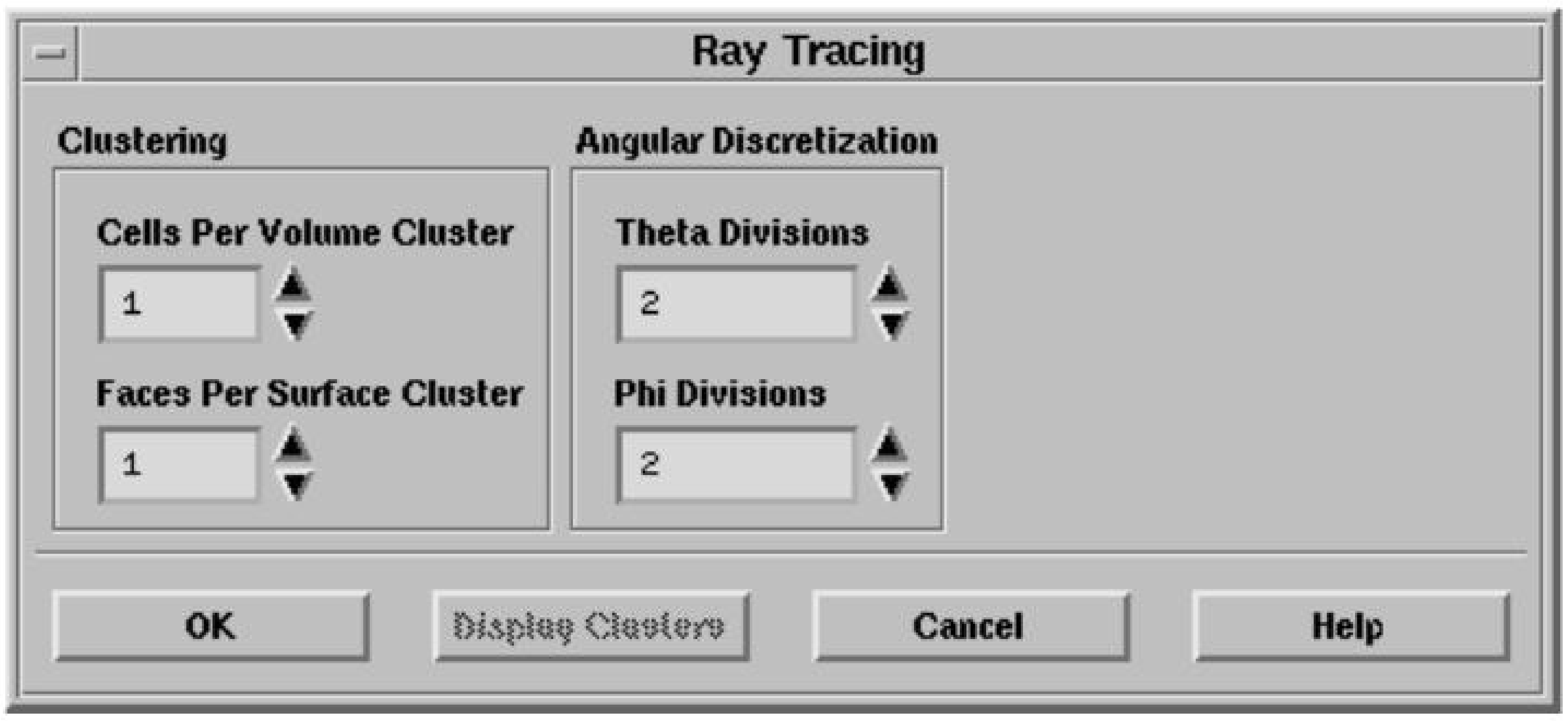
在 **Model** 属性框下可以选择 **Rosseland**, **P1**, **Discrete Transfer (DTRM)**, **Surface to Surface (S2S)**, 或 **Discrete Ordinates**。若要屏蔽辐射，选择 **Off**。需要注意的是，当激活 DTRM 、DO 或 S2S 模型，辐射模型面板（**Radiation Model**）将会扩展以包含相应的设定参数（请分别参阅 11.3.12、11.3.13、11.3.14、11.3.17 节。选定某个辐射模型之后，其它的参数不会出现在面板中。

!! 辐射模型只能使用分离式求解器。

一旦激活辐射模型之后，每轮迭代过程中能量方程的求解计算就会包含有辐射热流。若在设定问题时激活了辐射模型，而又希望将它禁止掉，那么，用户必须在 **Radiation Model** 面板中选定 **Off** 选项。
另外，若用户激活了辐射模型，FLUENT 就会自动激活能量方程的计算，而不需要用户再单独回头去激活能量方程。

11.3.11 离散传播模型的跟踪射线的定义

当用户在 **Radiation Model** 面板中选定了 **Discrete Transfer** 模型并点击 **OK** 按钮之后，**Ray Tracing** panel 面板（图 11.3.11）将自动弹出（若用户在随后的模型设定或求解计算过程中想修改当前设置，可使用 **Define/Ray Tracing...**菜单项手动弹开此面板）。



图表 13 射线跟踪面板（Ray Tracing）

在此面板中，用户需要设定参数并创建射线（束），请参阅 11.3.3 节。
设定步骤如下：

1. 确定(辐射面或辐射体的)辐射表面或吸收性单元的数目，可在 **Cells Per Volume Cluster** 和 **Faces Per Surface Cluster** 文本框中给定（请参阅下面的解释）。
2. 确定跟踪射线的数目，可在 **Theta Divisions** 和 **Phi Divisions** 文本框中设定相应的数值（详细介绍见下）。
3. 当在 **Ray Tracing** 面板中点击 **OK** 按钮之后，会弹出 **Select File** dialog box 对话框，要求用户给定此跟踪射线文件（``ray file")的名称。在给定文件名并把数据写入文件之后，FLUENT 再从文件中把数据读到内存并在计算中使用。细节请见下文。

!! 若用户未写入然后读出跟踪射线文件，接着就取消了 **Ray Tracing** 面板（点击 **Cancel** 按钮或直接关闭了窗口），DTRM 辐射模型就不会被激活。

确定辐射面或辐射体

用户在 **Cells Per Volume Cluster** and **Faces Per Surface Cluster** 区域的输入将确定了辐射面和辐射体内包含的计算单元数。缺省情况下，两项均设定为 1，因此表面束（辐射面）的数目就等于边界面（单元）的数目；辐射体（辐射吸收单元体）的数目就等于计算域内的单元总数。对于二维问题，这些数目是可以承受的，但对较大规模的问题，为了减少跟踪射线的计算量，用户需要减少辐射面与辐射体内所包含的单元数目（关于辐射面、辐射体请参阅 11.3.3 节）。

确定射线（束）

用户在 **Theta Divisions** and **Phi Divisions** 区域的输入将确定每个辐射面所跟踪计算的射线束

的数目。

Theta Divisions 确定了表米上围绕 P 点，用于计算立体角的θ角方向的间隔数。立体角的设定基于的θ角的变化范围为$0^\circ \sim 90^\circ$（图 11.3.2），其缺省设置为 2，这表示从此表面发出的射线间隔角度为45°（θ角方向）。

Phi Divisions 确定了表米上围绕 P 点，用于计算立体角的ϕ角方向的间隔数。立体角的设定基于的θ角的变化范围为$0^\circ \sim 180^\circ(2D)$和$0^\circ \sim 360^\circ(3D)$（图 11.3.2），其缺省设置为 2，这表示从此表面发出的射线间隔角度为$90^\circ(2D)$（ϕ角方向）。此设定与上述的θ角的缺省设置一起表明了在每个辐射面将会跟踪 4 条射线（2D）。需要注意的是，对于 3D 情况，若要达到上述的相同精度，**Phi Divisions** 的设定需为 4。多数情况下，推荐用户至少把θ和ϕ角的设定数目加倍。

写入/读取 DTRM 跟踪射线文件

在用户激活 DTRM 模型，并已设定了各种确定跟踪射线的参数之后，必须创建射线文件，然后此文件被读入以用于辐射计算。此跟踪射线文件包含有对所跟踪射线的历程描述数据（行程长度、每条射线穿越的单元的标识等）。为了加快计算，这些信息存储于射线文件中，而不是每次（辐射迭代）再重新计算。

缺省情况下，射线文件以二进制格式存储。用户可以在 **Select File** dialog box 对话框中弃选 **Write Binary Files** 选项，使用文本格式存储射线文件。

!! 因为 FLUENT 不能从压缩的射线文件中读取需要的信息，所以用户不要写入或读取压缩性的射线文件。

射线文件名一旦设定后，就不要进行修改。此后，文件名被存 CASE 文件中，在读取 CASE 文件时，射线文件会自动读入 FLUENT 中。读取 CASE 时，当读完其余部分后，程序提示用户正在读取射线文件（信息输出在控制台文本窗口）。

需要注意的是存储在 CASE 文件中的射线文件名并不包含存储射线文件路径的全部名称。只有当用户在通过 GUI 读入射线文件时（或者在文本界面时，输入的文件名包含路径），包含路径的文件名才可存储在 CASE 文件中。当没有全路径的文件名时，自动读取射线文件可能会出错（因为 FLUENT 无法找到此文件），这样用户必须使用 **File/Read/Rays...**菜单项亲自提供此文件名。最保险的办法是在开始从 GUI 读入射线文件或者是在文本界面直接输入全路径名称。

!!一旦网格发生如下的更改，射线文件必须重新创建：

- 改变边界区类型
- 调整或重新排序网格（矩阵）
- 缩放网格
- 将 2D 问题更改为轴对称问题或者相反的过程

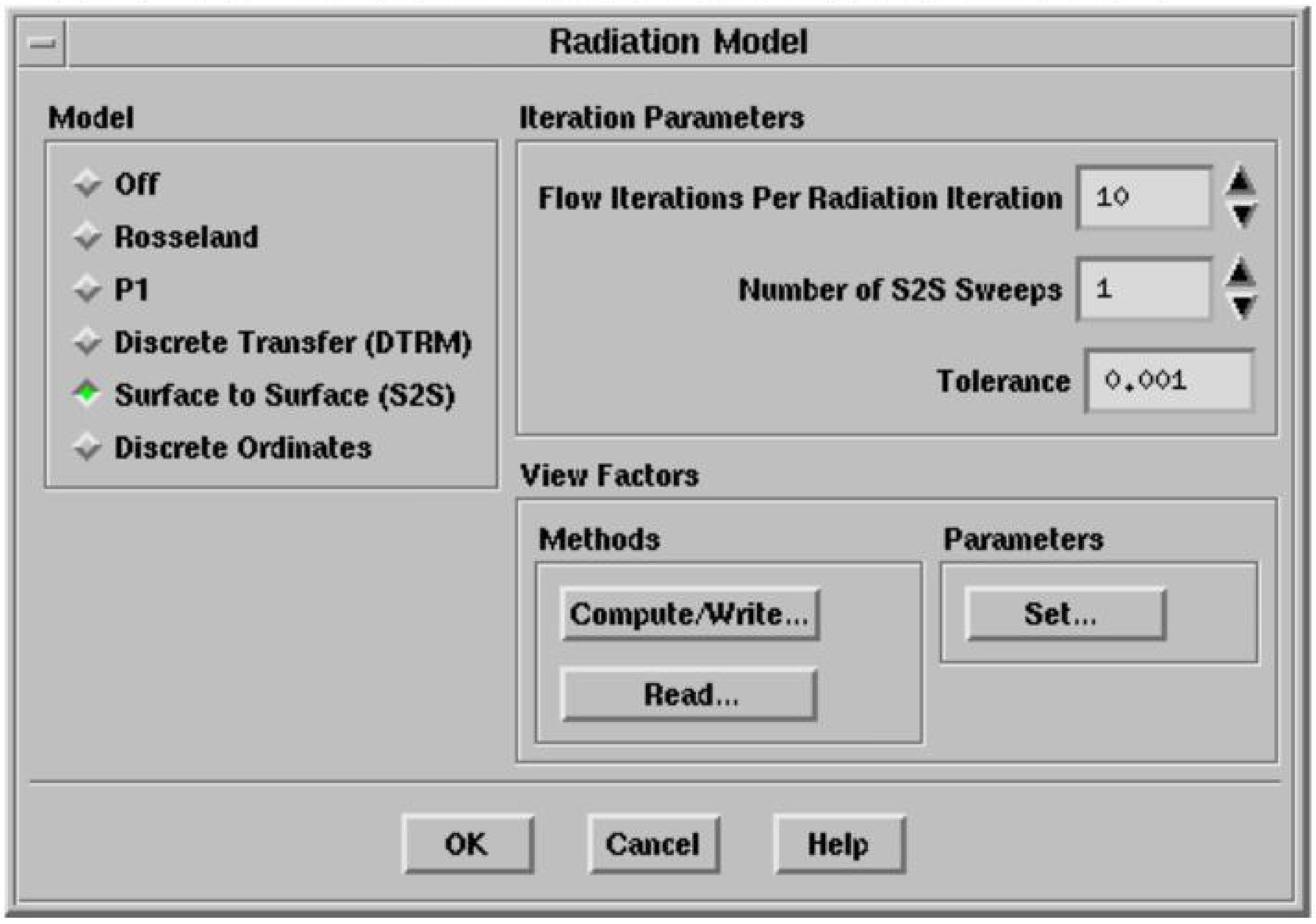
用户可通过 **Define/Ray Tracing...**菜单项打开 **Ray Tracing** panel 面板。

显示射线束

一旦创建了射线文件或手动读入后，用户可在 **Ray Tracing** 面板中点击 **Display Clusters** 按钮来图形化显示计算域内的射线束。关于射线（束）的显示请参阅 11.3.20。

11.3.12 表面辐射模型中角系数的计算与数据读取

当选定 **Surface to Surface (S2S)**模型时，**Radiation Model** 面板就会扩展（图 11.3.12）。在此面板中，用户可以计算相应的角系数或读取先前计算好的角系数到 FLUENT 中。



图表 14 辐射模型面板（S2S 模型）

当有大量辐射面时，S2S 辐射模型的计算量很大。为了减少计算量与存储需求，可通过创建辐射面（束）来减少需要计算的辐射面数量。表面（束）的相关信息（节点的坐标与连接信息、表面束的标识）可用来计算相应 面（束）的角系数。

!! 一旦网格发生如下的更改，射线文件必须重新创建：

- 改变边界区类型
- 调整或重新排序网格（矩阵）
- 缩放网格
- 将 2D 问题更改为轴对称问题或者相反的过程

需要注意的是在壳体（壁面）的热传导无论激活与否，用户都不需要重新计算角系数。关于壳体（壁面）的热传导请参阅 6.13.1 节。

角系数计算

FLUENT 可以在当前工作阶段（session）计算角系数并加以存储至文件中，已备当前户随后的工作阶段使用。用户可以将表面束信息和角系数计算参数存储于文件中，在 FLUENT 之外计算角系数，然后将计算结果读入 FLUENT。下面介绍这种角系数计算方法。

!! 对于网格数量巨大和复杂几何模型，推荐使用在 FLUENT 之外角系数，然后在开始计算模拟之前把角系数读入 FLUENT。

在 FLUENT 中计算角系数

若在当前 FLUENT 工作阶段计算角系数，用户应首先在 the **View Factor and Cluster Parameters** panel 面板中设定角系数计算参数（细节如下）。设定完角系数与表面束参数后，在 **Radiation Model** panel.面板中的 **Methods** 选项下点击 **Compute/Write...**按钮。弹出一个 **Select File** 对话框，提示用户给定用于存储表面束和角系数信息文件的名称。给定文件名之

后，FLUENT 将把表面束信息写入文件中。FLUENT 将用表面束信息来计算角系数，并把结果写入同名文件中，然后，自动从文件中读取角系数。

在 FLUENT 之外计算角系数

为了要在 FLUENT 之外计算角系数，用户必须将表面束信息和角系数参数存储与文件中。

File →Write →Surface Clusters...

FLUENT 将打开 View Factor and Cluster Parameters panel 面板，在此面板中，用户可以设定角系数和表面束计算参数（细节见下）。在 **View Factor and Cluster Parameters** 面板中点击 **OK** 按钮之后，弹出一个 **Select File** 对话框，提示用户给定用于存储表面束和角系数信息文件的名称。给定文件名之后，FLUENT 将把表面束信息写入文件中。若给定的文件名以结尾，相应的文件压缩命令就会进行（关于文件压缩请参阅 3.1.5 节）。

为了在 FLUENT 之外计算角系数，可输入下列的任一命令行：

- 对于串行计算机：

utility viewfac *inputfile*

其中，*inputfile* 为用户使用 FLUENT 存储表面束信息和角系数参数的文件名或者是全路径文件名。用户可以把角系数读入 FLUENT，入下面所述。

- 对于网络并行处理计算机：

utility viewfac -p -t *n* -cnf= *host1,host2, ...,host n inputfile*

其中，*n* 为计算结点总数，*host1,host2, ...*为相应用到的机器名（节点）。

!! 需要注意的是 *host1* 必须是主节点机。

- 对于多处理器的并行处理计算机：

utility viewfac -t *n inputfile*

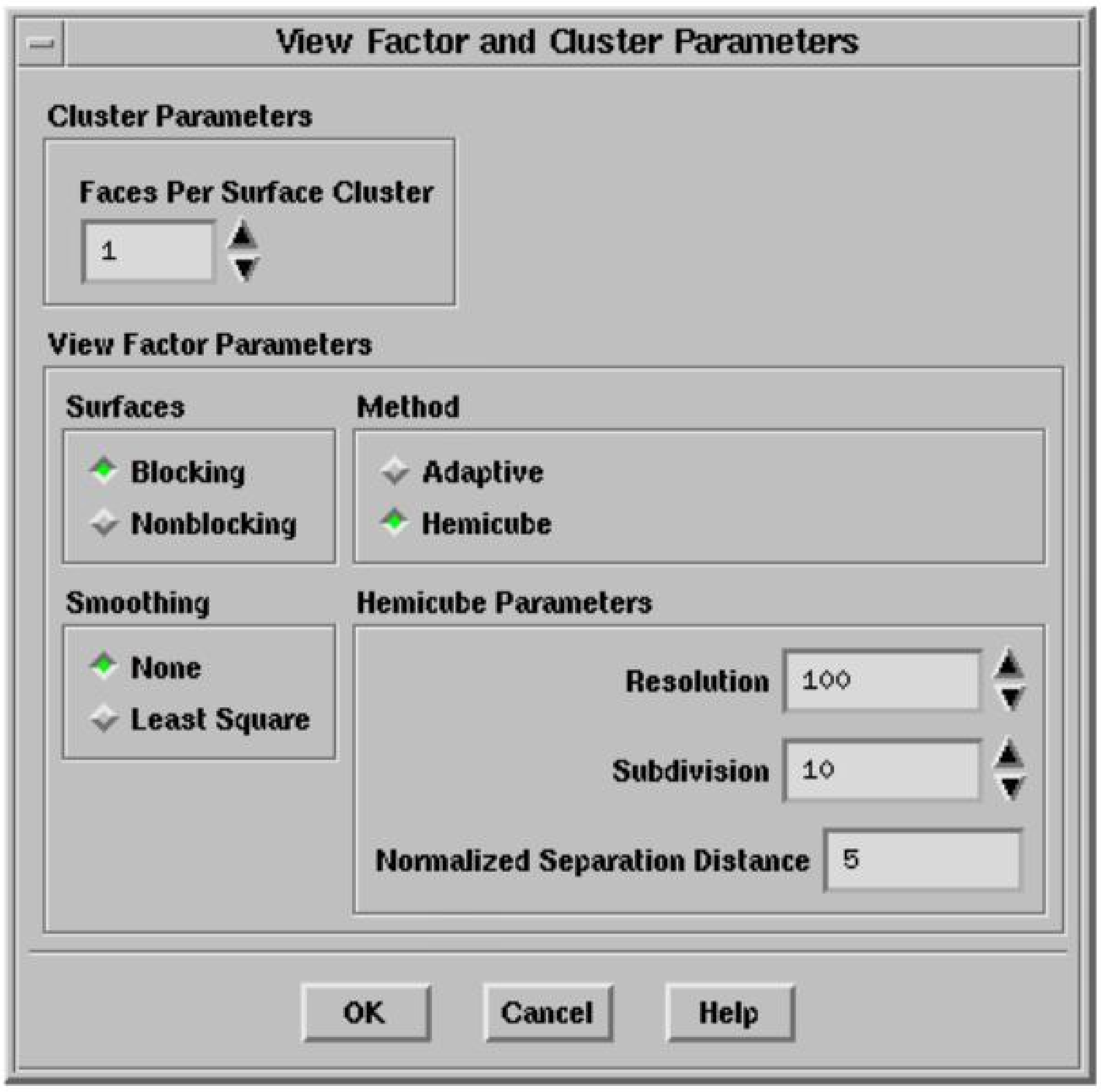
!! 需要注意的是，对于使用 *n* 个处理器（节点）的并行处理计算机，问题被复制到每个处理器上。例如，如果对于单 CPU，角系数的计算需要 100MB 的 RAM 进行存储，那么，在个处理器上，它总共需要 100X *n* MB 的 RAM 进行存储和计算。

把角系数读入 FLUENT 中

在角系数计算完成（在 FLUENT 之内和之外）并存于文件之后，用户就可以把结果读入 FLUENT 中。要读取角系数，可在 Radiation Model panel 面板中的 **Methods** 选项下点击 **Read** 按钮，弹出一个 **Select File** 对话框，提示用户给定用于存储表面束和角系数信息文件的名称。用户也可以通过 **File/Read/View Factors...**菜单项手动来给定角系数文件。

设定角系数和表面束参数

用户可以使用 **View Factor and Cluster Parameters** 面板（图 11.3.13）来为 S2S 模型设定角系数和表面束参数。为了打开此面板，可在 Radiation Model panel 面板中的 **Parameters** 选项下点击 **Set...**按钮或者是使用 **File/Write/Surface Clusters...**菜单项。



图表 15 角系数与表面束参数设定面板

控制表面束

用户在 **Faces Per Surface Cluster** 下的输入将决定辐射面的数量。缺省情况下，其值为 1。因此，表面束的数目将等于边界面（单元）的数目。对于 2D 问题，这个数量是可接受的。对于大规模问题，用户可能会希望减少表面束的数目。从而减少角系数文件的大小和对内存的需求。但是，表面束的减少是以牺牲计算精度为代价的（关于表面束的细节请参阅 11.3.7 节）。

某些情况下，为了控制表面束的分割质量，用户可能希望修改单一表面束内的相邻单元之间的夹角－分割角（cutoff or ``split" angle）。此分割角确定了相邻单元组成同一表面束的标准。分割角越小，角系数的代表性就越好。缺省情况下。此分割角（相邻单元法向夹角）小于 20^0。为了修改此数值，用户可使用 split-angle 文本行命令：

define →models →radiation →s2s-parameters →split-angle

或者是：

file →write-surface-clusters →split-angle

设定表面对之间的方向

角系数的计算依赖于两个表面（对）之间的几何方位。在表面对的检查中可能存在两种情况：

- 两个表面之间没有阻碍物，他们被称为非阻碍面（``non-blocking"）。
- 若有其它表面阻碍了两个表面之间的视线，他们被称为被阻碍面（``blocking"）。这种阻挡会改变两个面之间的角系数数值，因此需要在进行另外的计算以获得正确的角系数数值。

对于有阻碍面的情况，在 **View Factor and Cluster Parameters** 面板中的 **Surfaces** 选项下选定 **Blocking**；对于非阻碍面，用户既可以选择 **Blocking** 也可以选择 **Nonblocking**，而这都不影响计算精度。但是，这种情况下最好是选择 **Nonblocking**，因为这个选项所花费的计算时

间更少。

选择（角系数）光顺（Smoothing）方法

为了强制使角系数遵从倒易关系和守恒特性（11.3.7 节），可以对角系数矩阵实行光顺处理。为了使用最小二乘法来光顺角系数矩阵，在 **View Factor and Cluster Parameters** 面板中的 **Smoothing** 选项下选定 **Least Square**。若不想对角系数矩阵进行光顺处理，可以在 **Smoothing** 选项下选定 **None**。

选择角系数计算方法

FLUENTR 提供两种计算角系数的方法：半球方法（hemicube method，单位球法）和自适应方法（adaptive method）。单位球法仅适用于 2 D 情况。

角系数的自适应计算方法是基于某对面，计算过程中，可根据面之间的接近程度而分别使用不同的代数方法（分析法或高斯积分法）。为了保证计算精度，两个面月接近，那么，积分阶次就越高。对于彼此非常靠近的表面，则使用分析方法。FLUENT 通过面之间的可视程度（可视性）来确定所使用的方法。若某个表面发出恶的射线不被另外的面说阻挡，就使用高斯积分方法；若一部分射线被阻挡，那么，就使用蒙特卡罗积分方法或者是准蒙塔卡罗积分方法。

若要使用自适应方法来计算角系数，在 **View Factor and Cluster Parameters** 面板中选择 **Adaptive** 选项。对于简单的几何模型，推荐使用自适应方法，因为对于此类几何体，自适应方法比单位球法要快。

单位球法使用对面积的微分方法，并且是基于“行”（把辐射面分割成一个个条带）的计算方法。对有微分计算得到的角系数求和就得到了整个表面的角系数。这种方法起源于计算图形学中辐照强度（光学中的亮度）的计算[40].。

若要使用单位球法计算角系数，在 **View Factor and Cluster Parameters** panel 面板中选定 **Hemicube** 选项。对于大型复杂几何体，推荐使用此方法。这是因为对于此类几何体，单位球法的计算速度更快。

单位球法是基于表面几何特性的三个假设：重叠性、可视性和接近性。为了检验这三种假设，用户可以设定用以提高角系数计算精度的三个（单位球法）参数。多数情况下，缺省的设置是足够精确的。

- 重叠性——通过对半球面的有限分解，用户可以精确得到每个可视面在半球面上的投影面积。如上文所述，辐射表面均会投影到半球面上。因为半球面只是作有限分解（展开），投影后的面积和角系数可能会被过高 / 低估计。通过增加 **Hemicube Parameters** 属性框下的 **Resolution** 文本框的数值，重叠性的影响可以被减弱。
- 可视性——任意两个表面间的可视性不会发生变化。在某些情况下，表面 i 可从表面 k（的几何中心）完全看到，但另外某个表面 j 阻碍了从 i 看到表面 k。此种情况下，单位球法将过高估计表面 i 与 k 之间的角系数（从表面 i 的几何中心）。这种误差可以通过对表面 i 进行细分而减小。用户可以在 **Hemicube Parameters** 属性框下的 **Subdivision** 文本框中输入数值来设定细分面的数目。
- 接近性——相对于辐射面的有效直径，表面之间的距离很大。当对比于表面的有效直径，表面之间非常接近时，或者就是表面相连，那么，接近性假设就是有效的。此种情况下，某个面的中心与另外的面上的各个点之间的距离相差很大。又有角系数与距离为非线性关系。这样角系数的计算误差就很大。

  在 **Hemicube Parameters** 属性框下，用户可以设定表面法向距离（**Normalized Separation Distance**）限制，此设定项为最小面之间距离与有效表面直径之比。若计算出的法向距离小于设定值，此表面将被细分成一定数目的子面，直到其表面法向距离大

于设定值。另外，用户也可以通过在 **Subdivision** 文本框下输入数值来直接设定子面数目以创建子面。

11.3.13 DO 模型的离散角度设定

当用户选定 **Discrete Ordinates** 模型后，**Radiation Model** 面板将扩展以显示对于 **Angular Discretization** 的输入项（图 11.3.10）。本节将介绍角度离散和象点（pixelation）参数（11.3.6 节）的设定。

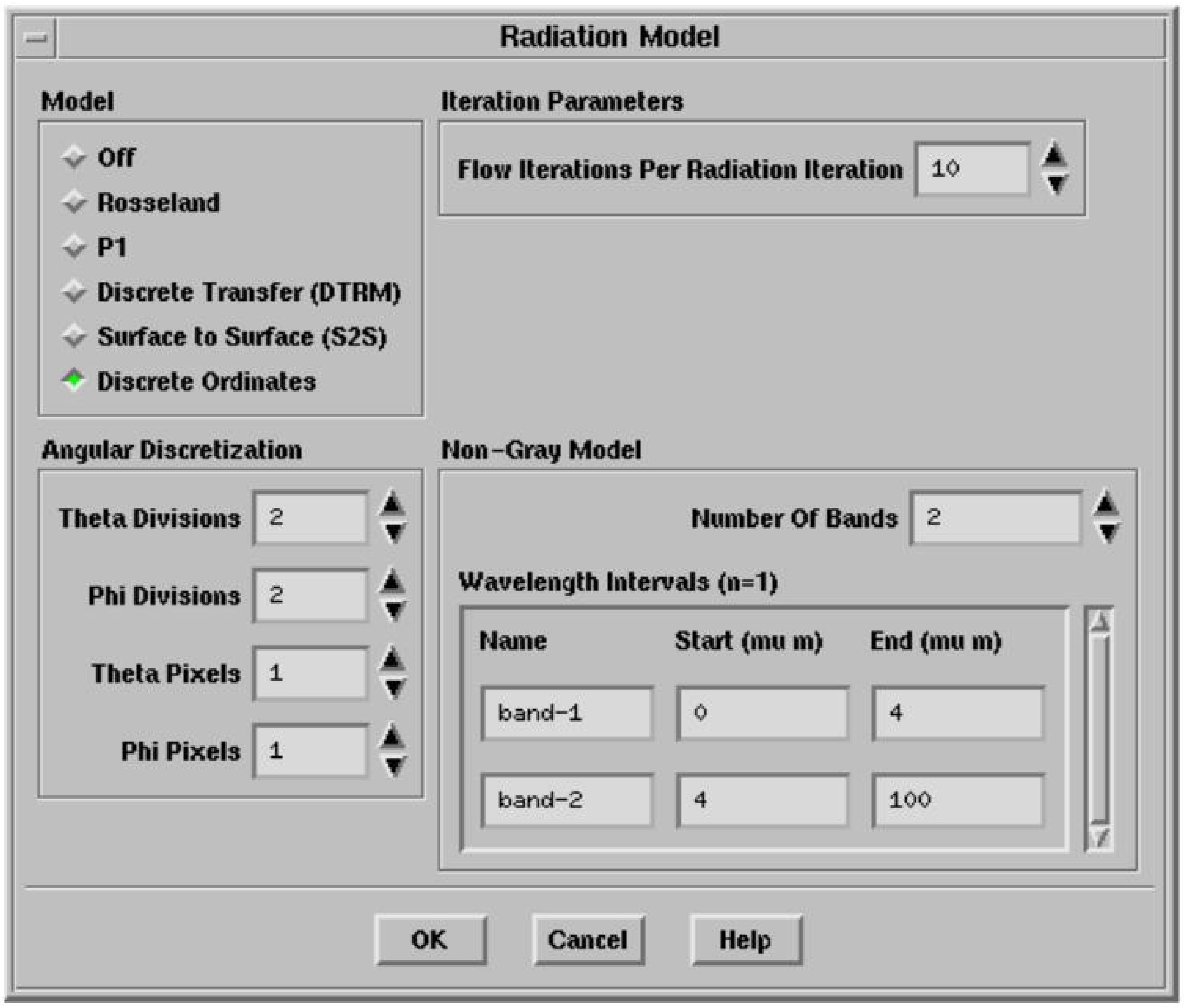
Theta Divisions（N_θ）和 Phi Divisions（N_ϕ）将确定空间每个象限的离散控制角度的数量（图 11.3.3）。对于 2D 情况，（因为对称）FLUENT 只求解四个象限。这样，总共是求解 $4N_\theta N_\phi$ 个方向 $\vec{s}$；对于 3D 情况，求解 8 个象限，因而求解方向为 $8N_\theta N_\phi$。缺省情况下，Theta Divisions 和 Phi Divisions 的数目均为 2。对于多数实际问题，这个设置是足够的。更细的空间离散角的划分可以更好的求解出较小的几何特征或者是温度在空间的强烈不均匀性。但是 Theta Divisions 和 Phi Divisions 数目大这意味着加大计算代价。

Theta Pixels 和 **Phi Pixels** 可以用来确定象点（反应控制体单元的重叠，参见图 11.3.7 以及前面章节的介绍）。对于漫灰辐射，1×1 的缺省象点设置是足够的。对于具有对称面、周期性条件、（辐射）镜面或者是半透明边界，推荐使用 3×3 的象点设置。单应该注意到的是，增加象点数目将加大计算量。

11.3.14 DO 模型的非灰体辐射

若用户想用 DO 模型模拟非灰体辐射，可在 **Radiation Model** 面板（图 11.3.14）的扩展面板中的 **Non-Gray Model** 选项下设定 **Number Of Bands** (*N*)选项。对于 2D 模型，FLUENT 求解 $4N_\theta N_\phi N$ 个方向；对于 3D 模型，求解 $8N_\theta N_\phi N$ 个方向。缺省情况下，**Number of Bands** 被设定为 0，表明仅考虑灰体辐射。由于计算量与非灰体带的数目直接相关，用户应尽量减少灰带的数目。多数情况下，对于具体问题所遇到的温度范围所对应的主要辐射波长，（气体）吸收与壁面的发射率接近于常数。对于这种情况，使用灰体 DO 辐射模型会稍有误差。而对其它的情况，非灰体的特征很重要，但只需要较少的灰带即可。例如，对通常的玻璃而言，设定两三个灰带就足够了。

当 **Number Of Bands** 被设定非 0 时，**Radiation Model** 面板会再次扩展以显示出 **Wavelength Intervals** 选项（图 11.3.14）。用户可以对每个波长带设定名称（**Name**），同时设定波带的开始与结束波长（**Start** and **End**，单位为 μm）。需要注意的是，波带的设定是基于真空的（$n=1$）。在对于具有不等于 1 的折射率 n 的实际介质波带，FLUENT 将自动考虑介质折射率对波带的影响。



图表 16 辐射模型面板（非灰体 DO 模型）

当穿越半透明界面时。辐射频率保持不变，但波长发生变化以保证 $n\lambda$ 为常数。这样，当辐射从穿越折射率为 n_1 的介质到折射率为 n_2 的介质时，辐射具有如下关系：

$$n_1\lambda_1 = n_2\lambda_2 \qquad (11.3.84)$$

其中，λ_1,λ_2 为辐射在两种介质内的对应波长。设定辐射波长比设定频率更方便。对于（辐射）均匀的介质，FLUENT 要求用户设定波带时将折射率设定为 1。

例如，对于某种玻璃，其具有某个吸收系数的间断点，间断点对应的波长为 λ_c。当 $\lambda \le \lambda_c \mu m$ 时，吸收系数为 a_1；$\lambda > \lambda_c \mu m$ 时。吸收系数为 a_2。玻璃的折射率为 n_g。由于穿越半透明界面时，$n\lambda$ 为常数，对于 $n=1$ 的介质其等效间断点对应的波长为 $n_g\lambda_c$（由方程 11.3-84 可得）。此种情况下，用户应设定两个波带（极值），分别为 $0 \rightarrow n_g\lambda_g$ 和 $100 \rightarrow n_g\lambda_g$。这里，为了确保整个辐射光谱处于波带之内，上界波长已设定为较大的数值 100。当存在多种介质时，用户应该将所有的间断点波长转化为介质 $n=1$ 中对应的波长，并确定相应的波长界限。波带可以具有不同的宽度并且不必是连续的。用户可通过设定 $\lambda_{\min} = 0, n\lambda_{\max} T_{\min} \ge 50{,}000$ 以使得整个光谱被包含在波带之内。其中，$\lambda_{\min},\lambda_{\max}$ 为用户设定波长的最小/大值，$T_{\min}$ 为

计算域内介质的大概温度。

11.3.15 辐射介质属性定义

在 FLUENT 中，当使用 P-1，DO，或是 Rosseland 辐射模型时，用户应在 **Materials** panel. 面板中设定流体的吸收与散射系数。若使用 DO 模型模拟半透明介质，用户应为半透明流体和固体介质设定折射率。对于 DTRM 模型，用户仅需要定义吸收系数。

Define →Materials...

若计算模型中包含有诸如燃烧产物的气相组分，那么，气体的辐射吸收和/和散射可能比较重要。若流体中包含对散射有较大影响的分散相颗粒和液滴，那么，缺省设定为 0 的散射系数应该增大。对 CO_2 和 H_2O 混合物，FLUENT 可用 WSGGM 方法由其组分来确定总的吸收系数。11.3.8 节介绍了关于计算可变吸收系数的方法。7.6 节详细介绍了关于辐射属性的设定步骤。

非灰 DO 模型的吸收系数

若用户使用非灰体 DO 模型，那么，可以对灰带模型中的每个波带设定不同的常吸收系数（请参阅 7.6 节）。但是，用户不能在每个波带内计算组分依赖的吸收系数。如果用户使用 WSGGM 模型计算可变吸收系数，那么，对于所有波长，此数值完全相同。

11.3.16 辐射边界条件设定

当用户设定包含有辐射的具体问题时，应在壁面、入口和出口设定另外的边界条件。

Define →Boundary Conditions...

入口和出口边界条件

发射率

当用户激活辐射模型时，在相应的入（出）口边界条件设定面板（**Pressure Inlet** panel, **Velocity Inlet** panel, **Pressure Outlet** panel 等），用户可以设定其发射率。在 **Internal Emissivity** 选项下输入相应的数值即可。对于任何边界，缺省的发射率为 1。

对于非灰体的 DO 模型，设定的常发射率应用于所有的波带。

!! Rosseland 辐射模型不能使用 **Internal Emissivity** 边界条件。

黑体温度

FLUENT 包含一个选项，允许用户考虑气体和远离入（出）口的壁面温度的影响，并且可以在入（出）口为辐射和对流设定不同的温度边界条件。当计算域外的温度与计算域的温度相差很大时，这个选项是很有用的。例如，若远离入口的壁面温度为 2000K 而入口温度为 1000K，用户可以为辐射换热设定入口温度为壁面外温度，同时，设定入口的温度为实际温度以计算对流换热。由此，用户可将（入口）黑体辐射温度设定为 2000K

尽管此选项适用于冷壁与热壁，在冷壁面的时候，用户需多加小心。因为经由入（出）口的辐射远大于经由壁面向外的辐射。例如，如果外壁温度为 250K，入口温度为 1500K，那么，把入口辐射温度边界条件设定为 250K 是不恰当的。这个（入口）温度值应该在 250K～1500K 之间；多数情况下，其数值接近于 1500K（考虑到实际工业炉的状况，其具体数值依赖于外避免的几何结构以及入口附近气体的阿光学深度）。

立冬入（出）口面板中（**Pressure Inlet** panel, **Velocity Inlet** panel 等），在 **External Black Body Temperature Method** 下拉列表框中选定 **Specified External Temperature** 选项，然后输入辐射温度边界值作为 **Black Body Temperature**（入口黑体温度）。

!!若用户希望对辐射和对流应用相同的温度边界值，那么，保留 **Boundary Temperature** 缺省的设定值为 **External Black Body Temperature Method**.即可。

!!Rosseland 模型中，**Black Body Temperature** 边界条件不能使用。

DTRM、P-1、S2S 和 Rosseland 辐射模型的壁面边界条件

DTRM、P-1、S2S 和 Rosseland 辐射模型假定所有的壁面均为漫灰表面。在 **Wall** panel 面板中，唯一需要设定的辐射选项是壁面发射率。对于 Rosseland 模型，内部发射率为 1。对于 DTRM、P-1、S2S 模型，用户可以 **Wall** 面板中的 **Radiation** 选项下的 **Internal Emissivity** 文本框中输入相应的数值。缺省值为 1。

DO 模型的壁面边界条件

在使用 DO 模型时，用户可以模拟漫射、镜面反射以及半透明壁面（请参阅 11.3.6 节）。

对于很多工业领域，由于在多数情况下，壁面的表面粗糙度使得入射辐射发生漫反射，因此，用户可以使用漫射壁面来设定壁面的边界条件。对于高度抛光表面，例如反射装置和镜子，使用镜面边界条件时合适的。半透明边界条件适合于诸如飞机上的玻璃窗的模拟。

DO 模型的漫射壁面边界条件

Wall panel 面板的 **Radiation** 属性框中，如果在 **BC Type** 下拉列表框中选定了 **diffuse** 选项，将壁面就被设定为漫射表面。若使用了灰体辐射模型，壁面就是漫灰表面；若使用了非灰体 DO 模型，壁面就是非灰体漫射表面。一旦在 **BC Type** 中选定了 **diffuse** 类型，在 **Wall** panel 面板中只需要设定的辐射边界条件就是发射率。

对于灰体辐射 DO 模型，在 **Internal Emissivity** 文本框中输入相应的数值（缺省值为 1）。对于非灰体 DO 模型，可以对每个波带设定常发射率（每个波带内的缺省发射率为 1）。

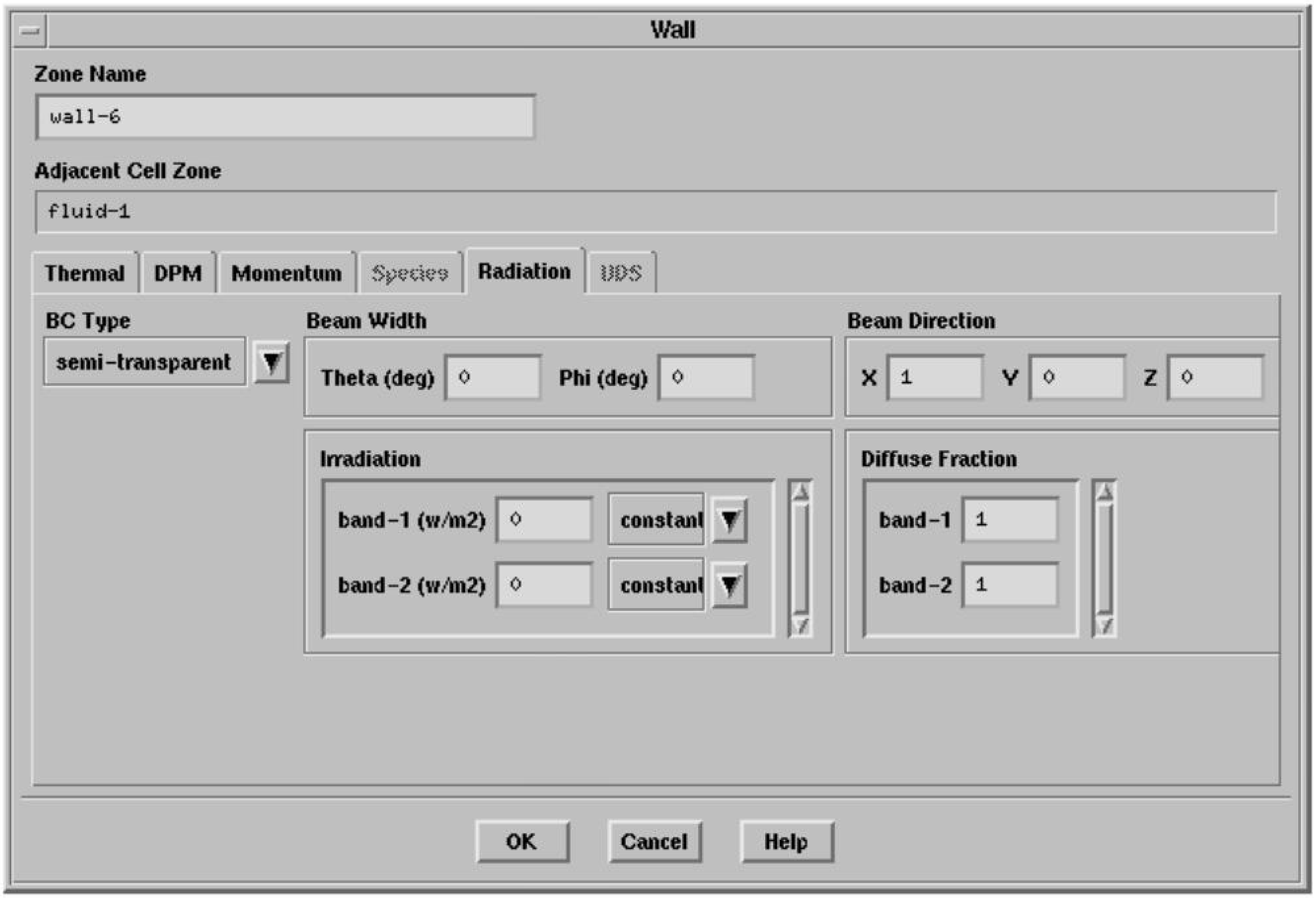
DO 模型的镜面边界条件

Wall panel,面板中的 **Radiation** 属性框中，在 **BC Type** 下拉列表中选定 **specular** 将设定一个镜面（反射）壁面。此设定将不需要其它的任何输入项。

DO 模型的半透明边界条件

Wall panel 面板中的 **Radiation** 属性框中，在 **BC Type** 下拉列表中选定 **semi-transparent** 将设定一个半透明壁面

对于外部半透明壁面，用户可在 **Wall** 面板（图 11.3.15）中设定外部辐射热流（指向计算域内的）。对于内部半透明壁面，请参见下面的关于多计算区域的讨论。



图表 17 半透明壁面的壁面设定面板

外部半透明壁面的输入设定如下：

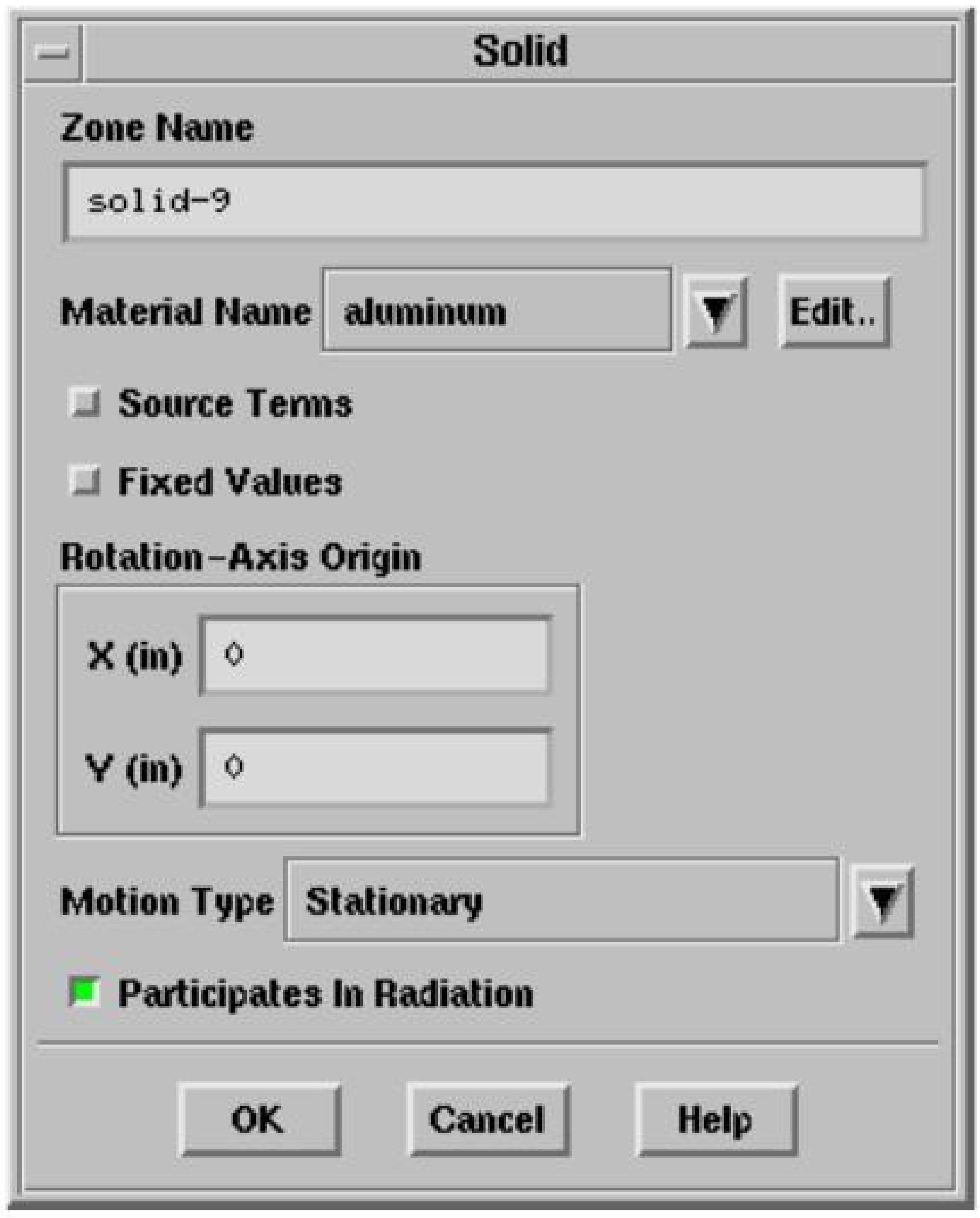
1. 在 **Irradiation** 下输入向内的辐射热流数值。若使用非灰体 DO 模型，可对每个波带给定不变的辐射热流数值。.
2. 通过设定辐射射线的经纬度角（**Theta** and **Phi**）来设定射线宽度（the **Beam Width**）。
3. 输入确定射线方向的(**X,Y,Z**)向量。
4. 设定向内辐射热流的漫反射分数。缺省情况下，漫反射分数（**Diffuse Fraction**）为 1，表明所有的向内辐射全部都是漫反射。若用户将此数值设定为小于 1，那么，漫射部分将发生漫反射（如 11.3.6 节所述），投射部分也就爱你跟发生漫反射，而剩余的部分将保持为镜面反射。

!! 需要注意的是，外部介质的折射率假定为 1。

!! 若在 **Wall** 面板中的选型下 **Thermal** 的 **Heat Flux** 仅设定了热流，那么，设定的热流被视为边界热流中的对流和热传导的总和。向内辐射热流设定了外部区域流向内部计算区域的辐射热流，而内部区域向外的辐射热流将由 FLUENT 计算得来。

在指定得计算单元区域激活辐射计算（仅适用于 DO 模型）

DO 模型中，用户可以在计算域内的任何指定计算单元区（不）进行辐射计算。缺省情况下，在所有流体区域都将求解 DO 辐射方程，但在固体区并不进行计算。若用户想模拟半透明介质，可由在固体区激活辐射计算。为此，可在 **Solid** panel 面板（图 11.3.16）中激活 **Participates In Radiation** 选项。



图表 18 固体区设定面板

!! 一般而言，用户不应在任何流体区域将 **Participates In Radiation** 选项禁止。

DO 模型中多计算区域的双面壁面的边界条件设定

对于 DO 模型，用户可以对双面壁面的每一个表面设定为漫射或镜面反射（**diffuse** or **specular**）边界条件。需要注意的是，形成此双面壁面的两个流体区域在辐射计算上不能是耦合的（即一个区域的辐射变量不能依赖于另一个区域的任何可变特征量。尽管用户可以将两个区域设定为换热耦合）。

用户可以对两个临近流体区或固体区之间的双面壁面设定为 **semi-transparent**（半透明介质）以实现辐射的耦合计算。此时，辐射热流将穿越此壁面。只有在壁面两边的计算单元均参与辐射换热，用户才可将此壁面设定为半透明介质；若已设定了壁面的一边为半透明，那么，另一面也必须设定为半透明。但用户可以在两个边设定不同的漫射分数。

也可以为双面壁面设定厚度。此时，当辐射穿越壁面时，就可以考虑墙壁厚度引起的折射。用户可以在 **Wall** panel 面板（6.13.1 节）中为此壁面设定 **Wall Thickness** 和 **Material Name**。壁面折射率和吸收系数将是设定的壁面介质相应值。对于固体介质仅可以设定常吸收系数。计算壁面有效折射率和投射时假定壁面为具有设定厚的平面壁面，且只有吸收没有发射。周围介质的折射率对应着周围流体的折射率（当外部壁面设定为半透明时，外部介质的折射率假定为 1）。

热边界条件

一般而言，当激活任一种辐射模型时，任何适定的混合热边界条件都可以使用。对于等温壁面、导热壁面或者是设定了外部热流边界的壁面（6.13.1 节），辐射模型都是适定的。对于在壁面定义了热流边界条件问题，任一种辐射模型都可以使用，此时，设定的热流被视为对流与辐射热流之和。但例外的情况是在 DO 模型中的半透明壁面，此时，FLUENT 允许用户对副社会和对路设定各自的热流（如上文所述）。同时，对于半透明壁面，不允许设定等温壁面。

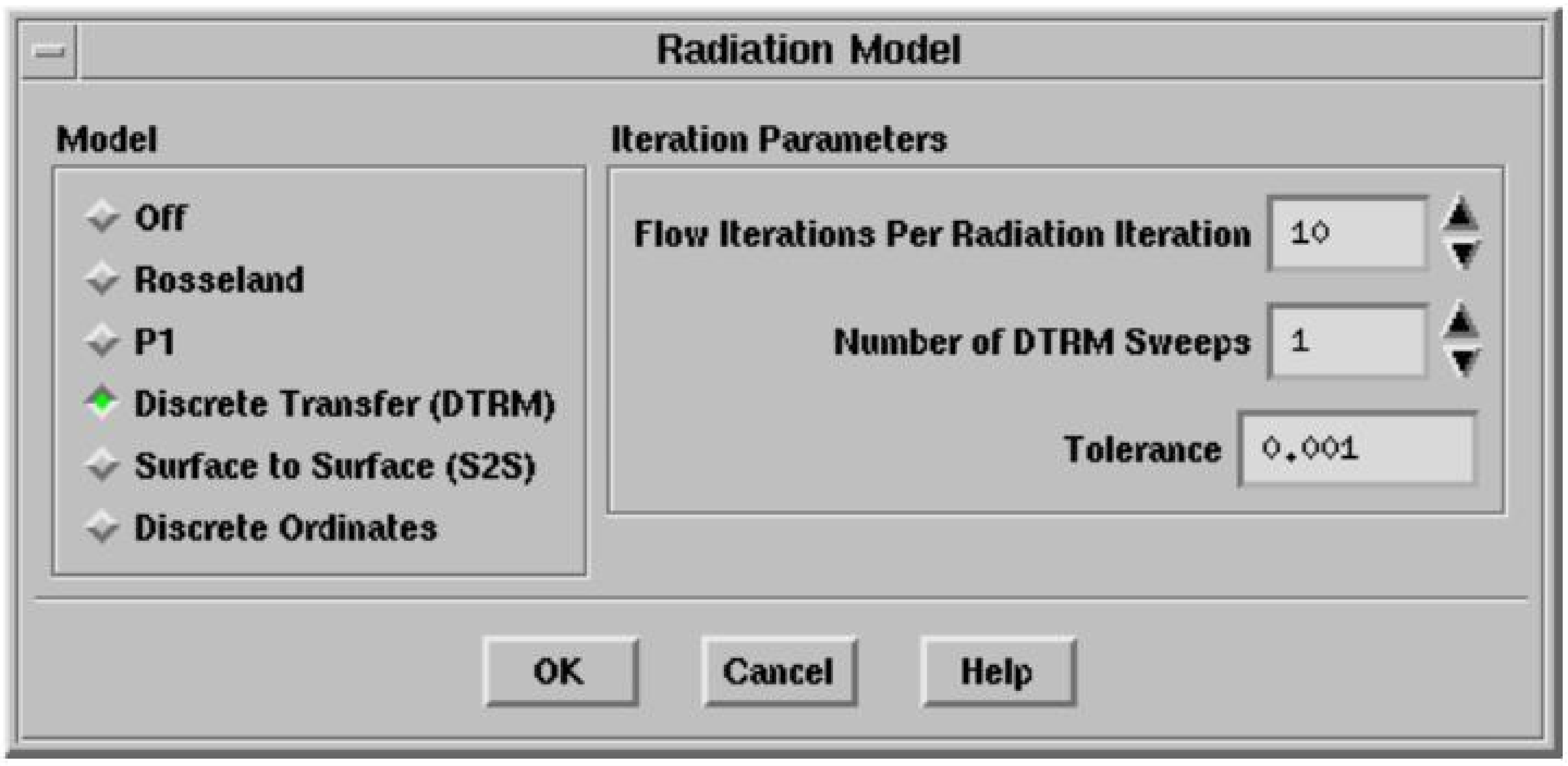
11.3.17 辐射求解参数设定

对于 DTRM、DO、S2S 和 P-1 辐射模型，有一些参数控制着辐射计算。对于多数问题，可

由使用缺省的求解参数，，但用户可以修改这些参数以获得更好的收敛结果和计算精度。对于 Rosseland 模型，由于它仅通过能量方程来影响计算结果，所以没有需要设定的求解参数。

DTRM 求解参数

激活 DTRM 模型后，FLUENT 在计算过程中更新辐射场，并且由射线跟踪方法计算能量源相和热流（11.3.3 节）。FLUENT 中有几种参数可控制方程的求解和计算精度。这些参数出现在 **Radiation Model** panel 面板（图 11.3.17）中的扩展部分。



图表 19 辐射模型面板（DTRM）

用户可以更改 **Number of DTRM Sweeps** 选项以控制全局迭代过程中辐射计算的最大更新次数。缺省的辐射更新次数为 1，这表明辐射强度仅更新一次。若用户增加此数值，表面辐射强度将更新多次，直到达到收敛标准或者超过了设定的辐射更新次数。

Tolerance（误差参数，缺省情况为 0.01）确定了何时辐射强度的迭代达到了收敛标准。误差参数定义为相邻两次 DTRM 的表面辐射强度迭代差值的模（方程 11.3-85）。

用户也可以控制辐射场在连续相迭代进行时的迭自身代频率。**Flow Iterations Per Radiation Iteration**（）缺省情况下，为 10 次。这表示流场每迭代十次辐射场迭代一次。加大次数值可能会加速即萨过程，但整个向量场的收敛可能会减慢。

S2S 求解参数

对于 S2S 模型，用户可以象使用 DTRM 模型一样来控制连续相迭代时的辐射场的迭代频率。轻参阅上面的关于 DTRM 模型的 **Flow Iterations Per Radiation Iteration** 介绍。

若用户使用分离式求解器，并且在计算开始屏蔽掉了能量方程的计算，那么，应该将 **Flow Iterations Per Radiation Iteration** 从 10 减小到 1 或 2。这能够保证辐射计算的收敛。若此种情况下仍然保持缺省的参数，那么，可能在辐射计算达到收敛之前，流动和能量方程就已经达到收敛而计算被终止。关于 S2S 模型的计算残差请参阅 11.3.18 节。

用户可以通过更改 **Number of S2S Sweeps** 来控制辐射计算在全局迭代时的扫描次数。缺省的扫描次数为 1，表明辐射计算仅被更新一次。若增加此数值，那么，表面辐射将更新数次，直到辐射残差达到收敛标准或者是达到了设定的最大扫描次数。

Tolerance（误差参数，缺省情况为 0.01）确定了何时辐射强度的迭代达到了收敛标准。误差参数定义为相邻两次 S2S 的表面辐射强度迭代差值的模（方程 11.3-86）。

DO 求解参数

对于 DO 模型，用户可以象使用 DTRM 模型一样来控制连续相迭代时的辐射场的迭代频率。请参阅上面的关于 DTRM 模型的 **Flow Iterations Per Radiation Iteration** 介绍。

对于多数问题，缺省的亚松弛系数 0.1 是足够的。对于光学深度较大（$\alpha L > 10$）的问题，

用户可能会遇到收敛较慢或解发生振荡。此种情况下，对能量方程和 DO 方程进行亚松弛处理是有效的。对所有的方程推荐使用的亚松弛系数为 0.9～1.0。

P-1 求解参数

对于 P-1 模型，用户可控制收敛标准和亚松弛系数。同时，应该留意上面所述的光学深度的问题。

P-1 模型缺省的收敛标准为 10^{-6}，由于此项残差与能量方程的残差紧密关联，其收敛标准与能量方程相同。关于收敛标准的细节请参阅 22.16.1 节。用户可以在 **Residual Monitors** panel 面板中为 **p1** 设定 **Convergence Criterion** 收敛标准。

Solve →Monitors →Residual...

P-1 模型的松弛因子的设定与其他变量相同，请参阅 22.9 节。需要注意的是由于辐射温度方程（方程 11.3-12）是相对稳定的标量输运方程，多数情况下，用户可以设定较大的松弛系数（0.9～1.0）。

P-1 辐射模型要获得最佳的收敛效果，其光学厚度 $(a+\sigma_s)L$ 必须为 0.01～10（最好不大于 5）。对于较小的几何结构（特征尺寸为 1cm），其光学厚度一般都很小。但针对此类问题，用户可以加大吸收系数以使得 $(a+\sigma_s)L$。加大吸收系数的数值并不会改变问题的物理本质，这是因为对于光学厚度＝0.01 和光学厚度<0.01 的问题，吸收系数对计算精度的影响很小。

11.3.18 求解

一旦辐射问题设定好之后，用户可以按通常的方法求解方程。需要注意的是，P-1 和 DO 辐射模型求解附加的方程并输出其计算残差；DTRM、Rosseland 和 S2S 辐射模型不计算附加的方程（因为辐射是通过能量方程而影响到计算结果）。DTRM 和 S2S 模型每进行一次迭代计算，FLUENT 将输出计算残差信息。请参阅下面的介绍。

P-1 模型的残差输出

P-1 模型每进行一次辐射迭代计算，其计算残差将同其他变量一同被输出。FLUENT 中 P-1 辐射模型的残差定义和其他变量的定义相同（参阅 22.16.1 节）。

DO 模型的残差输出

每进行一轮 DO 迭代计算，对于所有的 DO 输运方程，DO 模型输出相应的残差模。辐射模型的残差定义和其他变量的定义相同（参阅 22.16.1 节）。

DTRM 模型的残差输出

在一般的残差输出信息中并不包括 DTRM 残差。辐射对计算结果的影响是通过能量方程及其计算残差而表现出来的。但是，每进行一次 DTRM 辐射迭代时，FLUENT 将打印输出（于控制台窗口）每轮 DTRM 迭代的正则化残差。正则化残差的定义为：

$$E=\frac{\sum\limits_{all-radiating-surfaces}\left(I_{new}-I_{old}\right)}{N\left(\sigma T^4/\pi\right)} \qquad (11.3.85)$$

其中，残差 E 为当前迭代轮次的辐射强度（I）的最大改变值经由最大表面发射能力进行正则化，N 为辐射表面的总数目。需要注意的是，缺省的辐射计算达到收敛标准（11.3.17 节）被定义为 E 下降到 10^{-3} 或更低。

S2S 模型的残差输出

在一般的残差输出信息中并不包括 S2S 残差。辐射对计算结果的影响是通过能量方程及其计算残差而表现出来的。但是，每进行一次 S2S 辐射迭代时，FLUENT 将打印输出（于控

制台窗口）每轮 S2S 迭代的正则化残差。正则化残差的定义为：

$$E = \frac{\sum_{all-radiating-surface-clusters}\left(J_{new} - J_{old}\right)}{N\sigma T^4} \qquad (11.3.86)$$

其中，残差 E 为当前迭代轮次的有效辐射（辐射度、辐射通量密度、辐射功率密度）的最大改变值经由最大表面发射能力进行正则化，N 为辐射表面束的总数目。需要注意的是，缺省的辐射计算达到收敛标准（11.3.17 节）被定义为 E 下降到 10^{-3} 或更低。

屏蔽掉辐射热流的更新

有时，用户可能希望设定模型时把辐射考虑进来，然后在初始计算过程中屏蔽掉辐射计算。对于 P-1 和 DO 辐射模型，用户可以通过在 **Solution Controls** panel 面板的 **Equations** 列表中暂时弃选 **P1** 或 **Discrete Ordinates** 即可。对于 DTRM 和 S2S 模型，方程列表中没有附加项。用户可以在 **Radiation Model** panel.面板的扩展部分设定一个非常大的 **Flow Iterations Per Radiation Iteration**（辐射迭代计算频率）。

若用户屏蔽了辐射计算，FLUENT 将在随后的迭代中跳过辐射的计算更新，但当前辐射通过辐射的吸收、壁面热流等因素将会对随后的计算造成影响。以此种方法评比掉辐射计算可以用来初始化流场或者是在辐射计算相对容易收敛的情况下，把主要精力集中于其它方程的计算。

11.3.19 辐射变量的输出与显示

当用户模型中包含有辐射传热时，FLUENT 提供了几个附加的输出项目。用户可以以文本或图形方式输出下列的各个变量 / 函数：

- **Absorption Coefficient**（吸收系数，仅适用于 DTRM、DO、 P-1、Rosseland 模型）
- 散射系数（**Scattering Coefficient** ，仅适用于 P-1、DO、Rosseland 模型）
- 折射率（**Refractive Index**，仅适用于 DO 模型）
- 辐射温度（**Radiation Temperature**，仅适用于 P-1、DO 模型）
- 入射辐射（**Incident Radiation**，仅适用于 P-1、DO 模型）
- 入射辐射（某个波带 n）（**Incident Radiation (Band n)**，仅适用于非灰体 DO 模型）
- 表面束标识号（**Surface Cluster ID** ，仅适用于 S2S 模型）
- 辐射热流（**Radiation Heat Flux**）

前七个变量包含在后处理面板中的变量选择下拉列表框中的 **Radiation...**目录下，追呼一个变量包含在 **Wall Fluxes...**目录下。关于这些变量的定义请参阅第 27 章。

!! 注意辐射热流的符号约定为：离开壁面的热流为正。

注意，用户可以将某些壁面区域的热流数据输出到文件中以备审视和用于外部程序。细节请参阅 11.2.5 节。

通过边界的辐射热流数据的输出

用户可以使用 **Flux Reports** panel 面板来计算通过计算域的每个边界的辐射传热量，或者是对通过这些边界的辐射传热量求和。

Report →Fluxes...

关于生成热流输出数据的袭击诶请参阅 26.2 节。

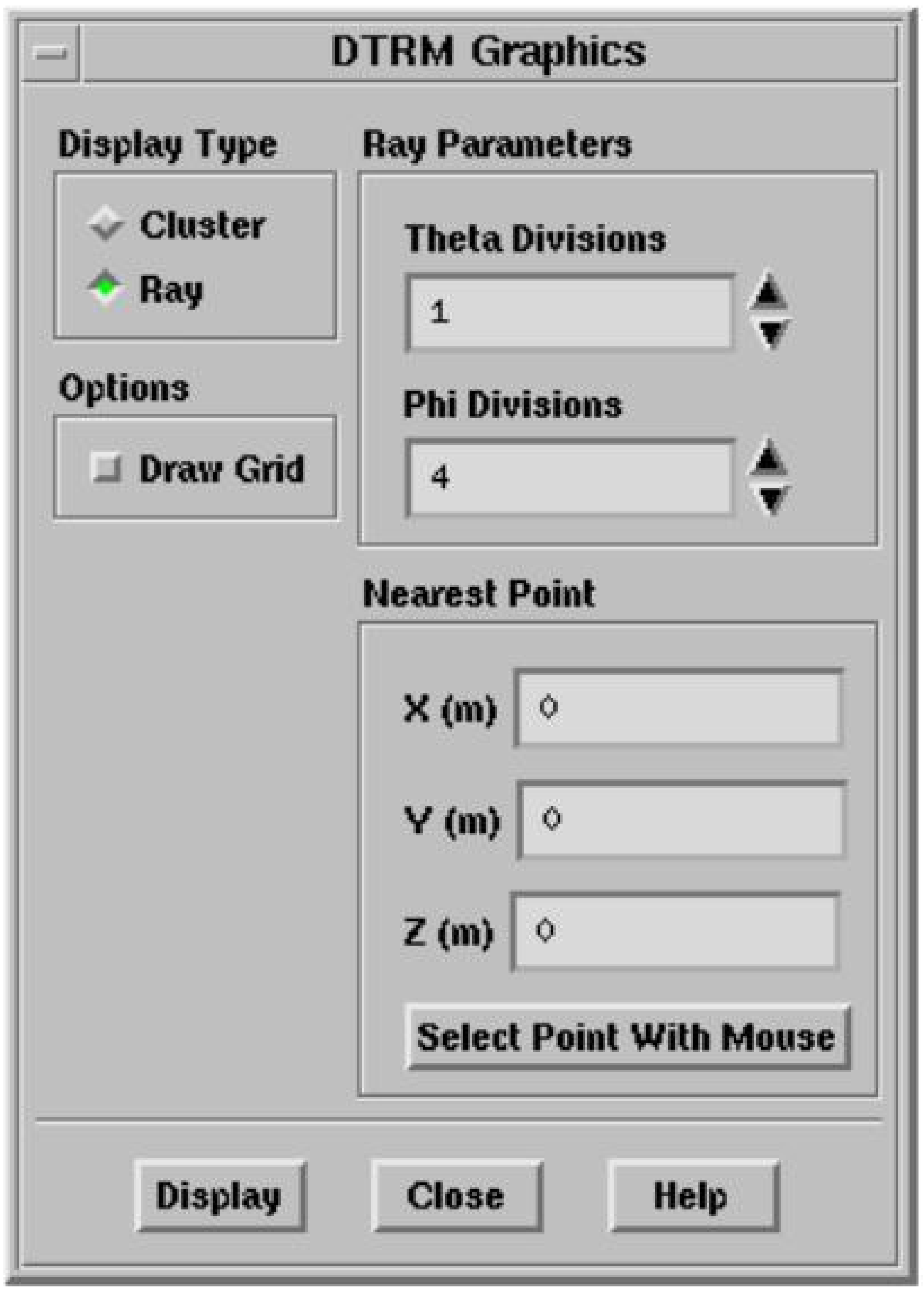
使用 DTRM 模型时的全局热量平衡

DTRM 模型中的全局热量平衡或辐射热流平衡受到（跟踪）射线数目的限制。因此，对于某个给定的计算工况，若射线数目不够多，用户可能会发现辐射热流并不严格守恒。这种不平衡是由于对射线的离散化处理所带来的必然后果。可以通过增加壁面的射线数目来改善这种不平衡。

11.3.20 DTRM 中的射线（束）的显示

当用户使用 DTRM 模型时，在射线从某个表面束发出时，FLUENT 允许用户显示表面束和辐射体。用户应使用 **DTRM Graphics** panel 面板（图 11.3.18）来进行所有的相关显示。

Display →DTRM Graphics...



图表 20 DTRM 图形显示面板

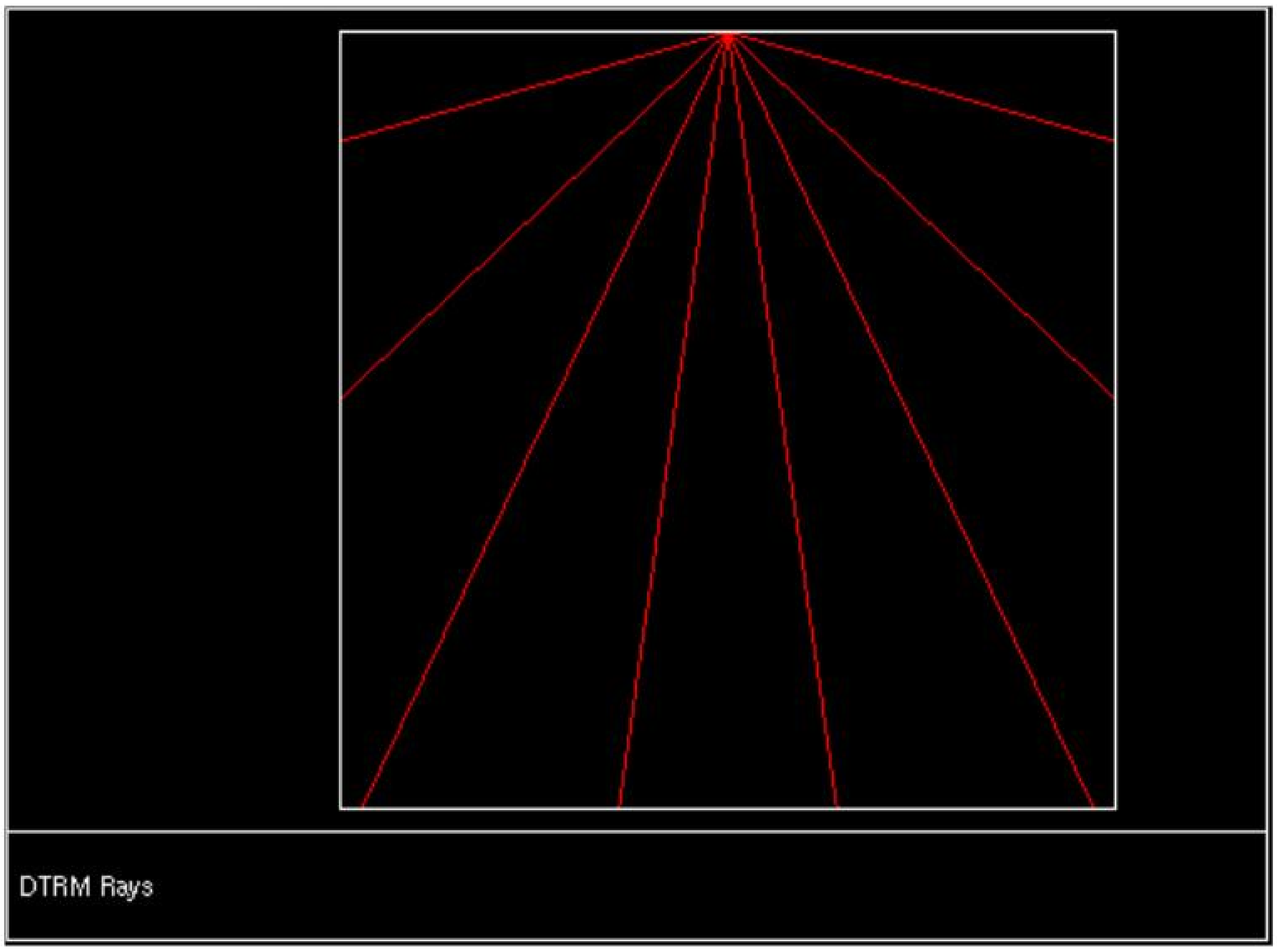
显示表面束（辐射体）

要显示出射线束，在 **Display Type** 选项下选定 **Cluster** 选项，然后在 **Cluster Type** 下选择 **Surface** 或 **Volume**。若要显示出所有的表面束或辐射体，在 **Cluster Selection** 选项下选定 **Display All Clusters**，然后点击 **Display** 按钮。

若仅显示离某个点最近的射线束（表面束或辐射体），不要选择 **Display All Clusters** 选项，在 **Nearest Point** 下输入坐标。用户也可以用鼠标选择最近的点。点击 **Select Point With Mouse** 按钮，然后在图形窗口的某点单击右键。

显示射线

若要显示出从最接近某点的表面束发出的射线，可在 **Display Type** 选项下选定 **Ray**。在 **Ray Parameters** 下为 **Theta** 和 **Phi Divisions** 设定好相应的数值（请参阅 11.3.11 节），然后点击 **Display** 按钮。图 11.3.19 显示了一个简单 2 D 几何体的射线。



图表 21　射线显示

图形显示中包含网格

对于某些问题，尤其是复杂的 3 D 模型，用户可能希望在显示射线（束）的同时也显示出网格以作为空间参考。例如，用户可能希望在显示射线的同时也显示出入口和出口的位置。这可以通过在 **DTRM Graphics** 面板中激活 **Draw Grid** 选项来完成。当用户激活 **Draw Grid** 选项时，**Grid Display** panel 面板自动弹出以让用户设定网格显示参数。当用户在 **DTRM Graphics** 面板中点击 **Display** 按钮时，那么，在 **Grid Display** 面板中已设定的显示网格将与射线（束）同时显示出来。

11.4 周期性传热问题

FLUENT 可以模拟具有周期性对称条件的几何体的传热，例如对列管式换热器，只需要模拟单个模块即可。
本节讨论具有顺压（）周期性对称条件的传热。顺压周期性对称体的流动问题在 8.3 节讨论，无压降周期性对称体的流动问题在 6.15 节介绍。

- 11.4.1 Overview and Limitations 概述与适用范围
- 11.4.2 Theory 理论
- 11.4.3 Modeling Periodic Heat Transfer 周期性传热问题的模拟
- 11.4.4 Solution Strategies for Periodic Heat Transfer 周期性传热问题求解策略
- 11.4.5 Monitoring Convergence 监视收敛
- 11.4.6 Postprocessing for Periodic Heat Transfer 周期性传热问题的后处理

11.4.1 概述与适用范围

概述

正如 8.3.1 节所讨论的，当流动经过长度 L 而发生重复现象，并且在这 L 长度的重复模块时压降保持为常数。这种流动就称为顺压周期流动。
当具有常壁温或常热流边界条件的，该问题可视为周期对称传热。此类问题中，计算域的温度（有某种方式缩放后）呈现周期性变化[173]。正如周期性流动的处理方法，此类问题在数值计算上可以仅计算单一模块或一个周期长度。

周期性传热的计算限制

除了 8.3.1 节讨论的顺压流动中的各种限制，在计算周期性传热问题时，还具有下面的各种限制：

- 必须使用分离式求解器
- 必须使用确定的热流或常壁温边界条件。另外，对于某些问题，热边界的类型不能混合使用：所有的边界要么是常壁温，要么都是热流（但是，用户可以在问题中设定常壁温与绝热壁面)。对于常壁温情况，所有的壁面温度要相等（即不能设定壁面温度分布）或者是绝热。对于热流情况，在不同的壁面可以设定不同的热流值（同一壁面可设定热流分布。
- 存在固体区域的时候，固体区不能与周期性对称面相交。
- 流体的热力学与输运属性（比热、导热率、粘度、密度）不能设定为温度的函数（因此不能模拟化学反应流动）。但是，输运属性可以在空间上周期性变化，这样，用户可以模拟周期性湍流，在这个流动中，湍流有效输运属性（有效导热率、有效粘度）在周期性的湍流流动区域上变化。

关于周期性传热问题的设定输入项的详细介绍，请参阅 11.4.2.、11.4.3 节。

11.4.2 理论

顺压、具有常壁温边界的周期性流动 FLUENT 能够处理的两类周期性传热问题之一。当设定热流边界时，也可以计算得到周期性的温度场。此种情况下，两个周期边界间的温度变化量为常数，因此可由下述的方法得到计算域内的静输入热流。
!! 只有使用分离式求解器才可以计算周期性传热问题。

常壁温的周期性温度条件定义

对于常壁温周期性流动，当流体流过差区域时，其温度将逐步接近于壁面温度。但是，可以使用一个缩放后的温度（类似于无量纲导热方程中的过余温度)，使其变化呈现周期性变化。对于常壁温，呈现周期性流动的缩放后温度为[173]:

$$\theta = \frac{T(\vec{r}) - T_{wall}}{T_{bulk,inlet} - T_{wall}} \qquad (11.4.1)$$

表观温度$T_{bulk,inlet}$的定义为：

$$T_{bulk,inlet} = \frac{\int_A T\left|\rho\vec{v} \bullet d\vec{A}\right|}{\int_A \left|\rho\vec{v} \bullet d\vec{A}\right|} \qquad (11.4.2)$$

上式的积分为入口周期边界（A）。正是缩放后的温度θ，在长度为L的区域服从周期性的边界条件。

热流边界的周期性温度的定义

对于具有热流边界的周期性传热问题，未进行缩放的温度场的形式余周期性流动中的压力场的形式相似：

$$\frac{T(\vec{r}+\vec{L}) - T(\vec{r})}{L} = \frac{T(\vec{r}+2\vec{L}) - T(\vec{r}+\vec{L})}{L} = \sigma \qquad (11.4.3)$$

其中，$\vec{L}$为计算域的周期性长度向量。温度梯度σ可用区域得到的总热量Q的形式写为：

$$\sigma = \frac{Q}{\dot{m}c_p L} = \frac{T_{bulk,exit} - T_{bulk,inlet}}{L} \qquad (11.4.4)$$

其中$\dot{m}$为设定的或用过计算得到的质量流率。

11.4.3 周期性传热问题的模拟

顺压流动概述以及传热模拟过程

顺压流动余周期性传热问题的通常求解可分成两部分。首先，不考虑温度变化得情况下求得周期性得速度场分布；然后，令速度场不变计算温度场。这种周期性流动计算可由下面几步完成：

1. 建立具有可平移（即非旋转周期性对称面）周期性边界条件得网格。
2. 给定常热力学和分子输运属性。
3. 设定通过周期性边界得周期性压力梯度和净质量流率。
4. 计算周期性流动流场，求解动量、连续以及（可选的）湍动能方程。
5. 在壁面设定热流或常壁温的热边界条件。
6. 设定入口平均温度。
7. 求解能量方程（仅此一项）以预报周期性温度场。

下面详细阐述这些步骤。

周期性传热的用户输入项

为了模拟周期性传热问题，用户需要设定相应的模型（按照 8.3.3 节的方法），并使用分离式求解器。要注意 8.3.1、11.4.1 节所提到的种种限制。另外，用户还必须为周期性传热问题给定下面的输入项：

1. 在 **Energy** panel 面板中激活能量方程的求解

   Define → Models → Energy...

2. 通过如下的步骤设定热边界条件：

   Define → Boundary Conditions..

- 若周期性传热模型中需要对壁面设定温度边界条件，那么，在 **Wall** panels 面板中，可对相应的壁面设定壁温 T_{wall}。
- 若周期性传热模型中需要对壁面设定热流边界条件，那么，在 **Wall** panels 面板中，可对相应的壁面设定热流。对于不同的壁面，用户可以设定不同的热流值，但在此计算域中不能再有其它类型的热边界条件，

3. 如果需要，设定固体区，可按照如下的步骤：

   Define → Boundary Conditions...

   - 若周期性传热模型中的热边界条件为温度边界，那么，只要固体区被具有温度边界的计算域边界完全包围，计算域内可以包含固体导热区，但在这种情况下，不允许在固体区内包含热源。
   - 若周期性传热模型中的热边界条件为热流边界，那么，用户可在计算域的任何区域设定固体导热区，如果需要的话，此导热区可以包含体积热源。

4. 使用 **Materials** panel 面板设定介质（常）属性（密度、比热、粘度、导热率），不允许设定依赖于温度的属性。

   Define → Materials...

5. 在 **Periodicity Conditions** panel 面板中设定上游平均温度。

   Define → Periodic Conditions...

!! 若周期性传热模型中的热边界条件为温度边界，那么，体积平均温度不应等于壁面温度，这样的话，计算域内的温度将处处相等（计算中将出现小量）。

11.4.4 周期性传热问题求解策略

在按照 11.4.3 节所述方法设定完输入项之后，用户就可以求解流动域传热问题了。求解此类问题最有效地方法是先求解流动（没有传热），然后在此基础上，固定流动问题的解，单独求解传热。这种顺序求解方法的步骤如下：

1. 在 **Solution Controls** panel 面板中的 **Equations** 选项下屏蔽掉能量方程的求解。

   Solve → Controls → Solution...

2. 求解剩下的方程（连续、动量、或者还有湍动能方程），获得周期性问题的（流动）收敛解。

   !! 在开始计算前的初始化流场的温度时，应将其设定为入口体积平均温度与壁面温度的平均值。

3. 回到 **Solution Controls** panel 面板中，激活能量方程求解选项而将流动方程求解屏蔽掉。
4. 求解能量方程得到周期性传热问题的温度场。

在求解周期性流动与传热问题时，若即考虑流动又考虑传热，用户会发现上述的方法更加有效。

11.4.5 监视收敛

若周期性传热模型中的热边界条件为温度边界，用户可以监视体积平均温度的比值：

$$\theta = \frac{T_{wall} - T_{bulk,inlet}}{T_{wall} - T_{bulk,exit}} \qquad (11.4.5)$$

计算过程中，应使用 **Statistic Monitors** panel 面板来确保获得收敛解。可选择

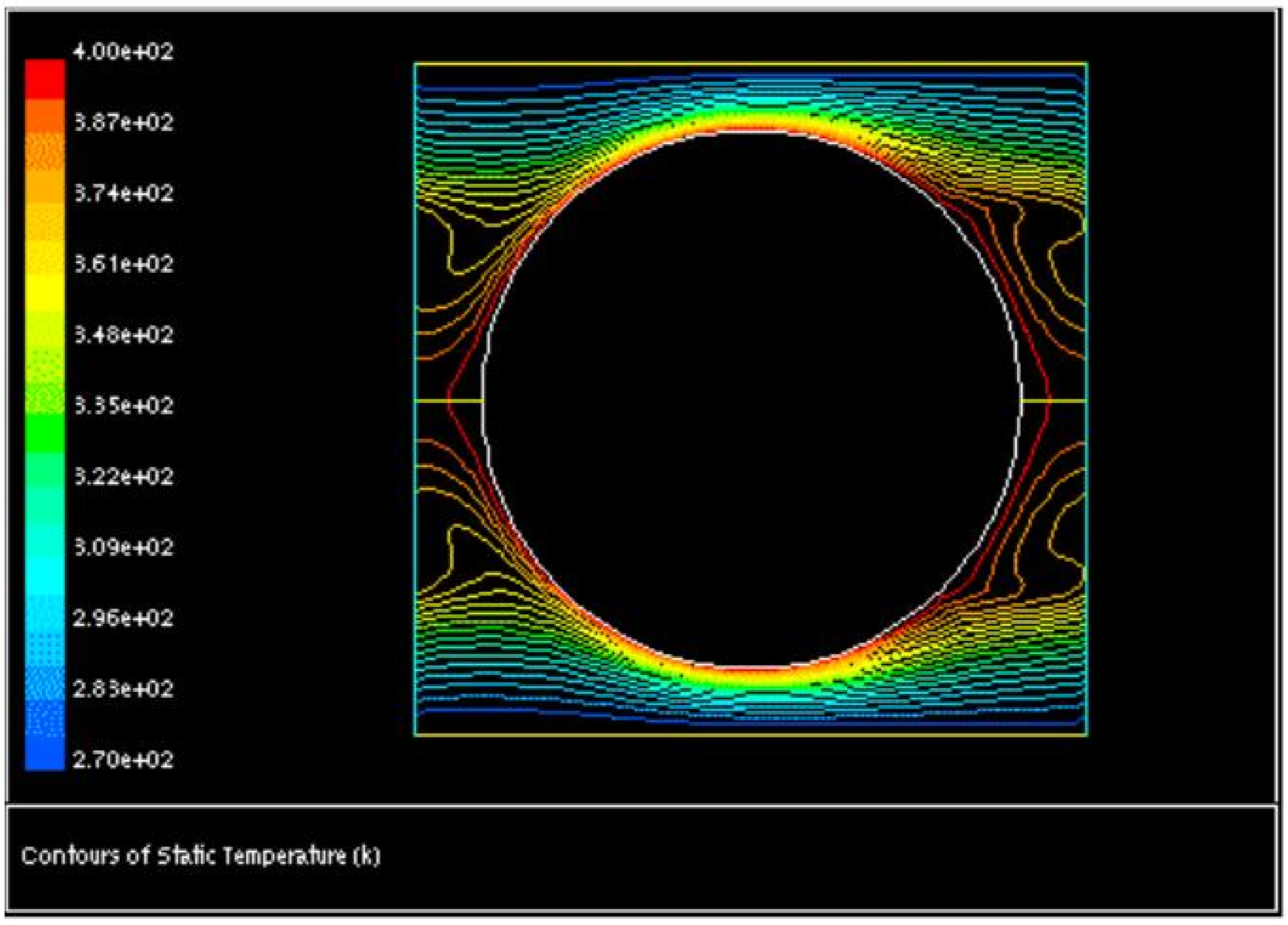
per/bulk-temp-ratio 作为监视变量。细节请参阅 22.16.2 节。

11.4.6 周期性传热问题的后处理

在周期性计算模型中，由 FLUENT 计算得到的实际温度场并非呈现周期性，因此，在后处理中，显示的将是实际温度（方程 11.4-1 中的$T(\vec{r})$）。显示出来的温度可能超出由入口体积平均温度和壁温定义的温度值范围。由于入口周期面的温度分布，能会出现温度大于其平均温度的数值。

在后处理面板中的变量选择下拉列表中的 **Temperature...**(温度项)下，可以选择 **Static Temperature**。

图 11.4.1 为某个具有周期性几何条件的换热器温度场。



图表 22 常壁温 2D 换热器的温度场

11.5 浮力驱动流动

当流体受热并且其密度随温度而变化时，那么，密度变化引起的重力差异将会引发流体的流动。FLUENT 可以模拟这种被称作自然对流（或混合对流）的浮力驱动流动

- 11.5.1 Theory 理论
- 11.5.2 Modeling Natural Convection in a Closed Domain 封闭区域内自然对流的模拟
- 11.5.3 The Boussinesq Model Boussinesq 模型（假设）
- 11.5.4 User Inputs for Buoyancy-Driven Flows 浮力驱动流动的用户输入项
- 11.5.5 Solution Strategies for Buoyancy-Driven Flows 浮力驱动流动的求解策略
- 11.5.6 Postprocessing for Buoyancy-Driven Flows 浮力驱动流动的后处理

11.5.1 理论

混合对流中，浮力的影响可通过格拉晓夫数与雷诺数之比来判别：

$$\frac{Gr}{\mathrm{Re}^2} = \frac{\Delta\rho g h}{\rho v^2} \qquad (11.5.1)$$

当此数值接近或超过 1.0 时，浮力对流动将有较大影响。相反，若此数较小，浮力的影响可以不予考虑。在纯粹自然对流中，浮力引致的流动强度可瑞利数判定：

$$Ra = \frac{g\beta\Delta T L^3 \rho}{\mu\alpha} \qquad (11.5.2)$$

其中，β 为热膨胀系数：

$$\beta = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_p \qquad (11.5.3)$$

α 为热扩散率（导温系数）：

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_p} \qquad (11.5.4)$$

若瑞利数大于 10^8，浮力驱动的对流为层流，向湍流转捩的瑞利数为 $10^8 < Ra < 10^{10}$。

11.5.2 封闭区域内自然对流的模拟

当模拟封闭区域内的自然对流时，计算结果将依赖于计算区域内的流体质量。除非密度已知，否则我们就不能确定流体质量，因此，用户必须要有如下的设定步骤：

- 按瞬态计算。这种处理方法中，初始密度由初始压力、温度计算得到，因此初始质量可认为是已知的。当求解沿时间推进时，（流体）质量保持守恒。在计算域内温差较大时，用户必须按瞬态计算。
- 使用 Boussinesq 模型（11.5.3 节）按稳态计算。这种处理方法中，用户需设定常密度，这样，质量也就被相应的阿确定了。只有在流体计算域内的温差较小时，此种方法才是有效的；如若不然，必须要按瞬态计算。

对于封闭区域，用户不能对不可压缩理想气体使用固定的操作压力（operating pressure）。可以对可压缩理想气体使用固定的操作压力，而不可压理想流体只能使用浮动操作压力（*floating* operating pressure）。关于浮动压力选项，请参阅 8.5.4 节。

11.5.3 Boussinesq 模型（假设）

对于多数自然对流问题，使用 Boussinesq 模型（假设）比使用依赖于温度变化而密度发生变化的模型获得更快的收敛速度。除了动量方程中的浮力项，这种模型在其它的需要求解的方程中把密度视为常数：

$$(\rho-\rho_0)g \approx -\rho_0\beta(T-T_0)g \qquad (11.5.5)$$

其中，ρ_0 为流体的（常）密度，T_0 为操作（工作或环境）温度，β 为热膨胀系数。方程 11.5-5 是通过使用 **Boussinesq** 近似 $\rho=\rho_0(1-\beta\Delta T)$ 来消掉浮力项中的 ρ。只要流体密度变化很小，这种近似就是精确的。有其是在 $\beta(T-T_0)<<1$ 时，Boussinesq 近似是适用的。

Boussinesq 模型（假设）的适用范围

当流域内的温差较大时，Boussinesq 模型（假设）不再适用。另外，它也不能与组分计算同时使用。

11.5.4 浮力驱动流动的用户输入项

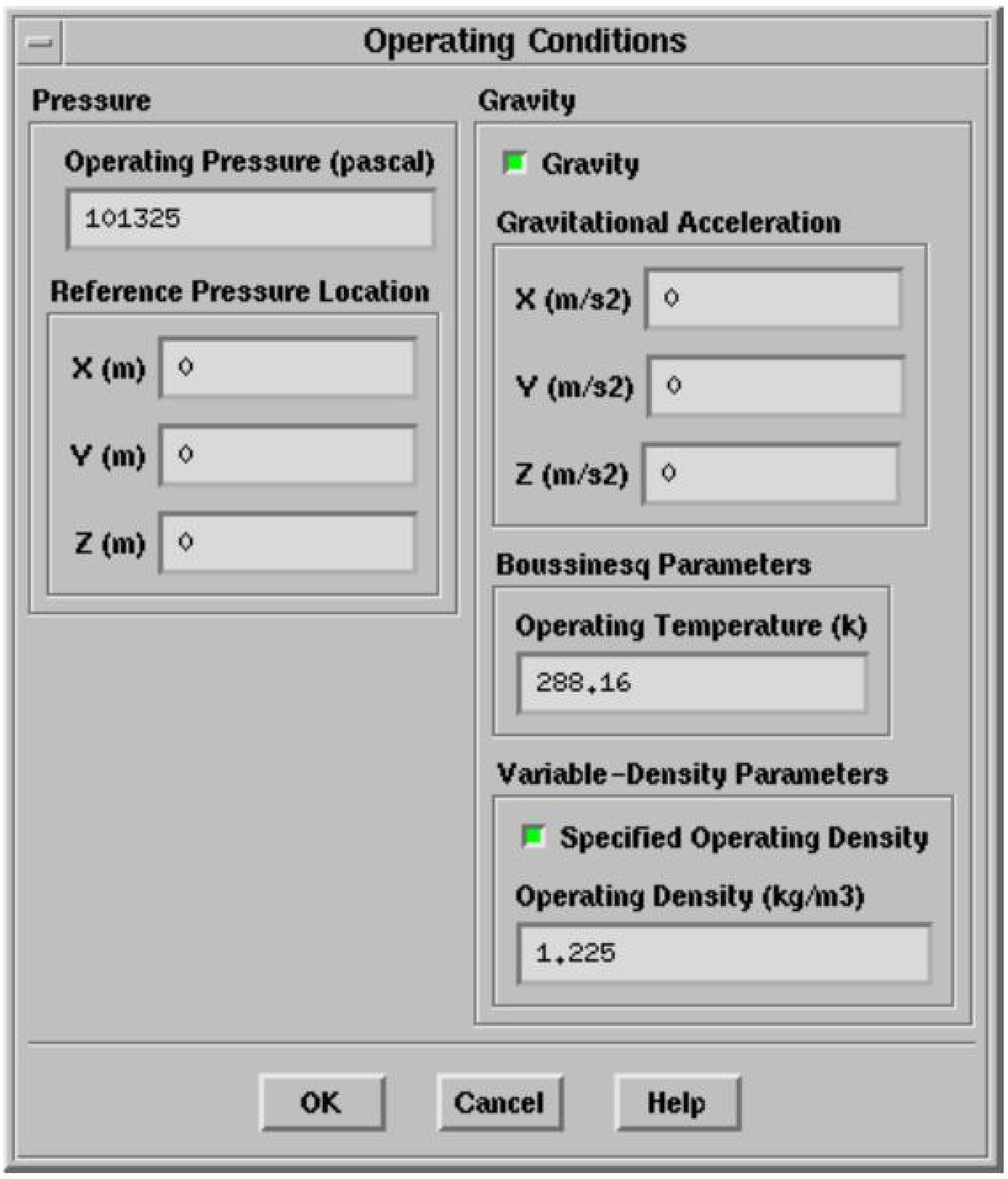
在模拟混合/自然对流中，用户必须提供如下的输入项才可考虑到浮力的影响：

1. 在 **Energy** panel.面板中，激活能量方程

   Define →Models →Energy...

2. 在面板（图 11.5.1）中激活选项，并在 the **X**, **Y**, 和 (3D) **Z** 文本框内输入数值以设定每个坐标方向的重力加速度（**Gravitational Acceleration**）。

   Define →Operating Conditions



图表 23 操作（工作、环境）条件面板

需要注意的是 FLUENT 缺省的重力加速度为 0。

3. 若使用不可压缩理想气体模型，在 **Operating Conditions** 面板中检查 **Operating Pressure** 选项以确定其设为某个接近的数值（非 0）。
4. 视用户是否使用了 Boussinesq 近似模型，设定下面的相应参数：
   - 若未使用 Boussinesq 近似模型，设定项如下：
     (a) 若需要，在 **Operating Conditions** 面板中激活 **Specified Operating Density** 选项，并设定 **Operating Density**。细节见下。
     (b) 把流体密度定义为温度的函数（7.1.3、7.2 节）。

     Define →Materials...

   - 若使用了 Boussinesq 近似模型（11.5.3 节），设定项如下：
     (a) 若需要，在 **Operating Conditions** 面板中设定 **Operating Temperature**。（方程 11.5-5 中的 T_0）
     (b) 在 **Materials** panel,面板中，选择 **boussinesq** 作为流体密度（**Density**）确定方法（7.1.3、7.2 节）。
     (c) 在 **Materials** 面板中，为流体介质设定 **Thermal Expansion Coefficient**（方程 11.5-5 中的 β）以及一个常密度。

需要注意的是，若用户模型涉及多种流体介质，可以选择是否对每种介质使用

Boussinesq 近似模型。这样，可能有些介质使用 Boussinesq 近似模型而其它介质未使用 Boussinesq 近似模型。此种情况，用户需要设定上述步骤所描述的所有参数。

5. 用户在压力入/出口（pressure inlet and outlet）设定的边界压力是方程 11.5-6 中的修正压力。一般而言，如果没有外部的强制压力梯度（边界条件），用户应在 FLUENT 中对入口和出口边界给定等效压力 p'。

   Define →Boundary Conditions...

6. 在 Solution Controls panel 面板中，选定 **Body Force Weighted** 或 **Second Order** 作为 **Pressure**（压力方程）的 **Discretization**（差分离散）方法。

   Solve →Controls →Solution...

   此时，用户可能就会希望在壁面附近增加网格数来求解流动边界层。
   若使用分离式求解器，对于 **Pressure**（压力方程)，也可以选择 **PRESTO!**格式作为方程的 **Discretization**（差分离散方法）。

关于传热计算的设定请参阅 11.2.2 节。

操作密度的定义

当不使用 Bossinesq 近似时，出现于动量方程中浮力项的操作密度 ρ_0 为 $(\rho-\rho_0)g$ 。

FLUENT 中由修正压力确定的浮力项为：

$$p_s' = p_s - \rho_0 gx \qquad (11.5.6)$$

这样，静止流体的水力学压力为：

$$p_s' = 0 \qquad (11.5.7)$$

因此，对于所有的浮力驱动流。操作压力的设定是很重要的。

操作密度的设定

缺省情况下，FLUENT 通过对所有计算单元取平均得到操作密度。某些时候，相比于让程序计算，用户自己显式声明操作密度能获得更好的结果。例如，对于具有压力边界条件的自然对流问题，理解到用户设定的压力是方程 11.5-6 中的 p_s' 这一点（而非 p_s ）是很重要的。

尽管用户可能知道实际压力 p_s，但为了由 p_s 得到 p_s'，用户还需要知道操作密度 ρ_0。因此，用户应该显式声明操作密度而不是使用计算平均值。然而，设定值应当接近平均值。

在某些时候，设定的操作密度只能提高计算的收敛性，而对真实物理过程的模拟改进甚少。针对这种情况，可以使用表观密度作为操作密度。但要确保所选定的密度值与计算域内的特征温度相一致（即介质密度应与其特征温度所对应的密度值相当）。

需要注意的是，如果用户对所有的流体介质都使用 Boussinesq 近似，那么，就不再使用操作密度，因此用户也不必设定它。

11.5.5 浮力驱动流动的求解策略

对于高瑞利数流动，用户可以采纳下面的求解策略。另外，11.2.3 节介绍的关于其它传热问题的求解策略也适用于浮力驱动流的求解。但需指出的是，对于某些层流和高瑞利数流动，不存在（物理和数学上的）稳态解。

高瑞利数流动的求解策略

当求解高瑞利数流动（Ra>10^8）问题时，为了获得最好的结果，用户应按如下之一的策略进行问题求解：

第一种方法使用稳态计算模型：

1. 首先计算低瑞利数流动（例如，10^7），使用一阶差分格式，获得收敛解。
2. 更改重力加速度（例如，9.8～0.098，瑞利数就减少了两个量级）从而更改有效瑞利数。
3. 把前面的求解结果作为高瑞利数流动的初值，并且使用一阶差分格式。
4. 用一阶格式获得收敛解之后，使用高阶格式继续进行计算。

第二种方法使用时间推进方法（瞬态计算模型）来获得稳态问题的解：

1. 计算具有相同或较低瑞利数的稳态流动
2. 按下式估计时间常数[16]：

$$\tau = \frac{L}{U} \sim \frac{L^2}{\alpha}\left(\Pr Ra\right)^{-1/2} = \frac{L}{\sqrt{g\beta\Delta TL}} \qquad (11.5.8)$$

   其中，L,U 分别为长度与速度尺度。计算的时间步长 Δt 为：

$$\Delta t \approx \frac{\tau}{4} \qquad (11.5.9)$$

   时间步长 Δt 过大可能会造成计算发散。

3. 当振荡（典型频率为 $f_\tau = 0.05 \sim 0.09$）逐渐减弱时，计算结果就达到了稳态（振荡为某个流动变量在物理时间尺度上的振荡，其频率也为物理时间意义上的频率）。需要注意的是，τ 是由方程 11.5-8 所估计的时间常数。f 为振荡频率（Hz）。一般而言，这个计算过程可能要推进 5000 个时间步长才能达到稳态。

11.5.6 浮力驱动流动的后处理

浮力流动的后处理与其它传热计算的后处理相同。细节请参阅 11.2.4 节。

参考文献

索引号	作者	文献名	出版单位	所在章节	文献查询地点
16	A. Bejan	*Convection Heat Transfer.*	John Wiley and Sons, New York, 1984	11.5.5	
41	A. Coppalle and P. Vervisch	The Total Emissivities of High-Temperature Flames	*Combust. Flame*, 49:101-108, 1983	11.3.8	
59	D. K. Edwards and R. Matavosian.	Scaling Rules for Total Absorptivity and Emissivity of Gases.	*J. Heat Transfer*, 106:684-689, 1984.	11.3.8	
37	E. H. Chui and G. D. Raithby	Computation of Radiant Heat Transfer on a Non-Orthogonal Mesh Using the Finite-Volume Method.	*Numerical Heat Transfer, Part B*, 23:269-288, 1993	13.1	
183	G. D. Raithby and E. H. Chui.	A Finite-Volume Method for Predicting a Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media	*J. Heat Transfer*, 112:415-423, 1990	13.1	
165	J. Y. Murthy and S. R. Mathur.	A Finite Volume Method For Radiative Heat Transfer Using Unstructured Meshes.	AIAA-98-0860, January 1998	11.3.6	
40	M. F. Cohen and D. P. Greenberg	The Hemi-Cube: A Radiosity Solution for Complex Environments.	*Computer Graphics*, 19(3):31-40, 1985.	11.3.12	
160	M. F. Modest.	The Weighted-Sum-of-Gray-Gases Model for Arbitrary Solution Methods in Radiative Transfer	*J. Heat Transfer*, 113:650-656, 1991	11.3.8	
161	M. F. Modest.	*Radiative Heat Transfer*	Series in Mechanical Engineering. McGraw Hill, 1993.	11.3.6	
30	M. G. Carvalho, T. Farias, and P. Fontes.	Predicting Radiative Heat Transfer in Absorbing, Emitting, and Scattering Media Using the Discrete Transfer Method.	In W.A. Fiveland et al., editor, *Fundamentals of Radiation Heat Transfer*, volume 160, pages 17-26. ASME HTD, 1991	13.1	
49	M. K. Denison and B. W. Webb.	A Spectral Line-Based Weighted-Sum-of-Gray-Gases Model for Arbitrary RTE Solvers	*J. Heat Transfer*, 115:1002-1012, 1993	11.3.8	
171	M. N. Ozisik.	*Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection*	Wiley, New York, 1973	13.3.4	
208	N. G. Shah.	*A New Method of Computation of Radiant Heat Transfer in Combustion Chambers.*	PhD thesis, Imperial College of Science and Technology, London, England, 1979.	13.1	
240	P. B. Taylor and P. J. Foster.	Some Gray Weighting Coefficients for CO_2-H_2O-Soot Mixtures	*Int. J. Heat Transfer*, 18:1331-1332, 1974	11.3.8	
35	P. Cheng.	Two-Dimensional Radiating Gas Flow by a Moment Method.	*AIAA Journal*, 2:1662-1664, 1964.	13.1	
211	R. Siegel and C. M. Spuckler.	Effect of Refractive Index and Diffuse or Specular Boundaries on a Radiating Isothermal Layer	*J. Heat Transfer*, 116:787-790, 1994.	11.3.6	
210	R. Siegel and J. R. Howell.	*Thermal Radiation Heat Transfer*	Hemisphere Publishing Corporation, Washington D.C., 1992.	13.1	
199	S. S. Sazhin	An Approximation for the	Manuscript, Fluent	11.3.8	

		Absorption Coefficient of Soot in a Radiating Gas	Europe, Ltd., 1994	
173	S. V. Patankar, C. H. Liu, and E. M. Sparrow.	Fully Developed Flow and Heat Transfer in Ducts Having Streamwise-Periodic Variations of Cross-Sectional Area	*ASME J. of Heat Transfer*, 99:180-186, 1977.	11.4.1
219	T. F. Smith, Z. F. Shen, and J. N. Friedman.	Evaluation of Coefficients for the Weighted Sum of Gray Gases Model	*J. Heat Transfer*, 104:602-608, 1982	11.3.8